

**Untersuchung der 3P-Neutroneneinteilchenresonanz über
die Isospin-Schwellenanomalie in der (D, P) Reaktion**

**Den Naturwissenschaftlichen Fachbereichen
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg**

**zur
Erlangung des Doktorgrades**

**vorgelegt
von
Walter Stach
aus
Bayreuth**

UNTERSUCHUNG DER 3P - NEUTRONENEINTEILCHENRESONANZ ÜBER
DIE ISOSPIN - SCHWELLENANOMALIE IN DER (D , P) REAKTION

Den Naturwissenschaftlichen Fachbereichen
der Friedrich - Alexander - Universität Erlangen - Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von

Walter Stach

aus

Bayreuth

Als Dissertation genehmigt von den
Naturwissenschaftlichen Fachbereichen
der Universität Erlangen - Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung:	26. November 1975
Vorsitzender der Prüfungs-	
kommission:	Prof. Dr. H. Behrens
Erstberichterstatter:	Wiss. Rat und Priv. Doz. Dr. G. Graw
Zweitberichterstatter:	Prof. Dr. E. Finckh

I N H A L T :

	Seite
I.) ZUSAMMENFASSUNG	1
II.) EINLEITUNG	3
III.) GRUNDLAGEN UND FRAGESTELLUNGEN	5
IV.) EXPERIMENTE	16
V.) THEORETISCHE GRUNDLAGEN DER ANALYSE	
1.) Beschreibung von (d,p) Reaktionen durch die DWBA - Theorie	22
2.) Beschreibung der Schwellenanomalie durch einen Resonanzterm	25
VI.) ERGEBNISSE UND DISKUSSION	
1.) Festlegung der optischen Potentiale für DWBA - Rechnungen	32
2.) Systematische Untersuchung der Anomalie	38
2.1) Die Isospinwechselwirkung als Ausgangskanalphänomen	38
2.2) Die Massenabhängigkeit des Anomalieeffekts durch eine reduzierte Beschreibung bei mehreren Kernen	45

2.3) Ein " j - Effekt " in der	
Vektoranalysierstärke	47
2.4) Die Spinaufspaltung der 3P -	
Einteilchenstärke	48
VII.) LITERATURVERZEICHNIS	54

I.) ZUSAMMENFASSUNG

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit einer systematischen Untersuchung der Isospin - Schwellenanomalie in den Anregungsfunktionen des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\sigma(\theta)$ und der Vektoranalysierstärke $A_y(\theta)$ von $(\vec{d},p)$ Reaktionen an den Targetkernen ^{88}Sr , ^{90}Zr , ^{91}Zr , ^{92}Mo und ^{106}Cd .

Die Anomalie wird durch eine Isospinkopplung der $3P$ - Neutroneneinteilchenresonanz an den beobachteten Protonenausgangskanal hervorgerufen und ist auf die Umgebung der Schwelle des dem beobachteten Protonenkanal isobarisch analogen Neutronenkanals beschränkt.

Die Analyse erfolgte mit einem nach dem Lane'schen Vorschlag (1) modifizierten DWBA - code (2). Der Anomalieeffekt wird phänomenologisch durch einen Resonanzterm beschrieben, welcher die Übergangsmatrixelemente mit $l = 1$ und $j = 3/2$, bzw. $j = 1/2$ im Protonenausgangskanal resonant verstärkt.

Die Bestimmung der optischen Potentiale für eine gute Beschreibung der direkten (d,p) Reaktion erfolgte durch Fit an die Messungen von Winkelverteilungen der elastischen Deuteronen - und Protonenstreuung, sowie an offresonante Winkelverteilungen der $(\vec{d},p)$ Reaktion

Die Isospinkopplung wird als Wechselwirkung nur im Ausgangskanal bestätigt. Die Massenabhängigkeit der Stärke des Anomalieeffekts, die sich in den experimentellen Daten zeigt, ist hauptsächlich auf kinematische Effekte zurückzuführen, was sich

in der starken Konstanz bei einer reduzierten Beschreibung der Stärke des Effekts zeigt. Aus den Rechnungen folgt, daß zur Anomalie in der Massengegend um $A = 90$ nur die resonante $p_{3/2}$ Welle im Ausgangskanal beiträgt. In den Rechnungen mit einer $p_{1/2}$ Welle zeigt sich ein deutlicher "j - Effekt" in den Anregungsfunktionen der Vektoranalysierstärke $A_y(\theta)$. Davon ausgehend werden die schwachen Effekte bei ^{106}Cd als Superposition von $p_{3/2}$ und $p_{1/2}$ Resonanz interpretiert, wobei die $p_{1/2}$ Resonanz zu $70\% \pm 10\%$ und die $p_{3/2}$ Resonanz zu $30\% \pm 10\%$ beitragen.

II.) EINLEITUNG

Die Anregungsfunktionen des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\sigma(\theta)$ von (d,p) Reaktionen in der Massengegend um $A = 90$ zeigen eine auffällige Anomalie (3,4). Die beobachteten Strukturen sind bei Rückwärtswinkeln ($\theta \geq 160^\circ$) besonders ausgeprägt und haben Halbwertsbreiten Γ von etwa 400 - 700 keV, während man für direkte Reaktionen Strukturen mit Halbwertsbreiten Γ der Größenordnung von einigen MeV erwarten würde.

Die Anomalie tritt immer bei solchen Deuteroneneinschußenergien auf, bei denen im Ausgangskanal isobarisch analoge Resonanzen (IAR) möglich sind.

IAR - Effekte im Ausgangskanal von (d,p) Reaktionen wurden auch bei der Reaktion $^{207}\text{Pb} (d,p) ^{208}\text{Pb}$ beobachtet (5) und sind als " Hamburger - Effekt " bekannt.

Die Anwesenheit von Resonanzen in (d,p) Reaktionen ist vom spektroskopischen Gesichtspunkt aus interessant. Da die Bildung von Analogresonanzen im Deuteronenkanal isospinverboten ist, ist ihre Bildung entweder auf eine Mischung der T_{κ} - Zustände mit der analogen Wellenfunktion zurückzuführen (6) oder auf einen Isospinwechsel während der Reaktion.

Bei der hier untersuchten Schwellenanomalie kommt als zusätzlicher Effekt der Einfluß der 3P - Neutroneneinteilchenresonanz an der Neutronenemissionsschwelle hinzu. Durch die Nähe der Schwelle ergibt sich ein "Kompressionseffekt" der Energieskala und somit der Breite Γ , sodaß die Schwellenanomalie

als Resonanzeffekt beobachtbar wird. Aus spektroskopischer Sicht ist die Bestimmung der Quantenzahlen l und j der Resonanz, sowie die Stärke interessant.

Die Untersuchung der Schwellenanomalie liefert darüber hinaus Informationen über den Reaktionsmechanismus, sowie über die Isospinkopplung der $3P$ - Einteilchenresonanz an den beobachteten Protonenausgangskanal.

Die Fragen der Isospinkopplung werden im Folgenden mehr phänomenologisch behandelt. Die Schwellenanomalie wird vielmehr im Hinblick auf das verwendete Reaktionsmodell, sowie eine Spinaufspaltung der $3P$ - Neutroneneinteilchenresonanz an der Emissionsschwelle in zwei Unterresonanzen mit $j = 3/2$ und $j = 1/2$ untersucht.

III.) GRUNDLAGEN UND FRAGESTELLUNGEN

Die Schwellenanomalie tritt nun immer bei solchen Deuteronen-energien auf, bei denen die isobarisch analoge Reaktion möglich wird. Unter der isobarisch analogen Reaktion versteht man diejenige Reaktion, bei der die z - Komponente des Isospins des ausfliegenden Teilchens t_z um eine Einheit vergrößert, diejenige des Targets T_z um eine Einheit verkleinert wird, der jeweilige Isospin t bzw. I jedoch erhalten bleibt.

Die z - Komponente T_z des Isospins für einen Kern mit der Massenzahl A und der Ladungszahl Z ist durch die folgende Beziehung definiert:

$$T_z = \frac{A - 2Z}{2} .$$

Demnach gilt auch:

$$t_z \text{ (Neutron) } = 1/2$$

$$t_z \text{ (Proton) } = - 1/2 .$$

Die Vergrößerung (Verkleinerung) der z - Komponente des Isospins um eine Einheit bedeutet also die Umwandlung eines Protons (Neutrons) in ein Neutron (Proton).

Betrachtet man eine Reaktion vom Typ



so versteht man unter der isobarisch analogen Reaktion



Hierbei hat $A = (B + p)^*$ denselben Isospin I wie $C = (B + n)$, jedoch die um eine Einheit niedrigere z - Komponente T_z .

Der Zustand A wird dann als Analogzustand (IAS) von C bezeichnet, C heißt Parentzustand zu A.

Schießt man also Deuteronen auf einen Kern B, so erreicht man über die (d,p) Strippingreaktion den Grundzustand und die angeregten Zustände von C = (B + n). Bei einer bestimmten Deuteroneneinschußenergie öffnet sich nun der isobarisch analoge (d,n_>) Kanal. Statt eines Protons wird ein Neutron emittiert, d.h.

$$|p\rangle = |t=1/2, t_z=-1/2\rangle \rightarrow |t=1/2, t_z=1/2\rangle = |n\rangle$$

und der Restkern bleibt in einem angeregten Zustand, dem Analogzustand (IAS) A = (B + p)^{*} zurück.

Dieser Zustand ist, wie aus der Theorie der Analogresonanzen bekannt (6), in der Bindungsenergie gegenüber dem Parentzustand um (Δ_C - δ) verschoben, wobei Δ_C die Coulombenergiedifferenz und δ die Proton - Neutron Massendifferenz bedeuten.

Ist Q (d,p) der Q - Wert der (d,p) Reaktion, so ergibt sich für die isobarisch analoge (d,n_>) Reaktion

$$Q (d,n_{>}) = Q (d,p) - (\Delta_C - \delta).$$

Die isobarisch analoge Reaktion wird also erst bei Energien $E \geq |Q(d,p) - (\Delta_C - \delta)|$ möglich. Diese Energie wird als Schwellenenergie E^{thr} bezeichnet.

Die Abbildung 1 zeigt die Verhältnisse anhand eines schematischen Ausschnitts aus dem Energieniveauschema für das bei der Reaktion ⁹⁰Zr (d,p) ⁹¹Zr gebildete Compoundsystem ⁹²Nb.

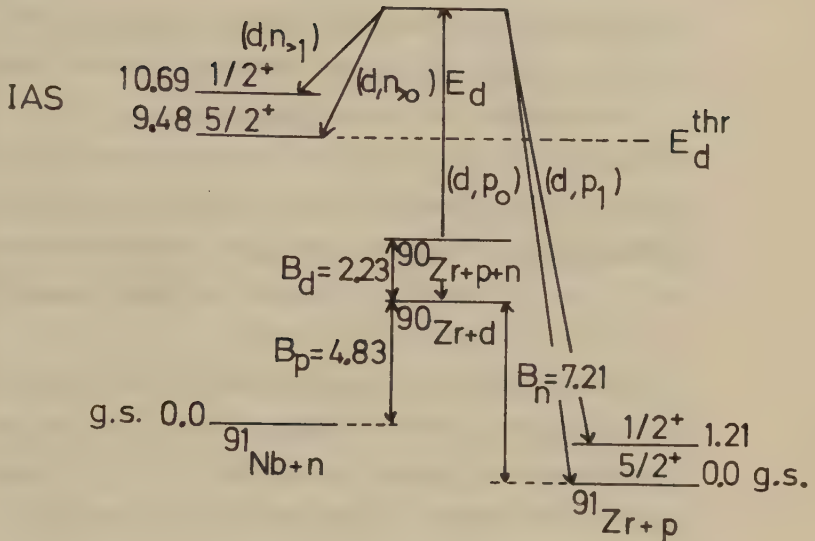


Abbildung 1: Ausschnitt aus dem Energieniveauschema für das Compoundsystem ^{92}Nb .

Mit $(d, n_{>})$ sind die isobarisch analogen Reaktionen bezeichnet, die zu Analogzuständen (IAS) des Grundzustandes und der angeregten Zustände von ^{91}Zr in $^{91}\text{Nb}^*$ führen.

Die Diskussion der Schwellenanomalie kann nun entweder über die IAR's im System $A+1$ oder im System A erfolgen, d.h. über den Zerfall des Analogzustandes in der $(d, n\bar{p})$ Reaktion.

Eine ausgeprägte Anomalie tritt nun gerade bei solchen (d, p) Reaktionen auf, bei denen das transferierte Neutron in $d5/2$ Zustände mit gutem Einteilchencharakter (meist Grundzustand)

des Endkerns eingebaut wird.

Als Ausgangspunkt für die Beschreibung der Anomalie bei der (d,p) Reaktion kann das Schwellenverhalten (1,7,8,9,10) oder die Isospinkopplung (11,12) genommen werden.

Geht man von der Präsenz einer Reaktionsschwelle aus, so ergibt sich oberhalb der Schwelle eine neue Möglichkeit für den Ablauf der Reaktion. Somit folgt aus der Unitarität der Streumatrix, bzw. aus der Erhaltung des Teilchenflusses, eine Rückwirkung auf die anderen Reaktionskanäle.

Aus dieser Vorstellung resultiert der Begriff des "cusps". Für Neutronen mit dem Bahndrehimpuls $l = 0$ erhält man das bekannte Phänomen des "Wigner - cusps" (7).

Der sich öffnende Kanal liefert einen Beitrag Δ zur Übergangsamplitude T in der Nähe der Schwelle, d.h.

$$T(d,p) = T^0 + \Delta^{\text{cusp}} \quad \text{mit} \quad \Delta^{\text{cusp}} = d \cdot |k_n|,$$

wobei k_n den Wellenvektor des sich öffnenden Neutronenkanals bezeichnet. Da gilt:

$$\sigma(d,p) = |T(d,p)|^2$$

erhält man für den Fall $d \neq 0$ einen $1/k_n$ - Effekt in der Energieanregungsfunktion des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dE$. Im Falle $l \neq 0$ erhält man für Δ^{cusp} eine Abhängigkeit proportional zu $|k_n|^{l+1}$ (13), was einen Anomalieeffekt in $d^{l+1}\sigma/dE^{l+1}$ bedeuten würde; folglich ist ein Wigner - cusp nur für s - Wellen zu beobachten (14).

Ein cusp liefert weiterhin genau an der Schwelle ($k_n = 0$) keinen Beitrag zur "Backgroundamplitude" T^0 , d.h. das Zen-

trum des cusps muß auf der Backgroundlinie $|T^0|^2$ liegen.

Der experimentelle Befund für die Schwellenanomalie zeigt jedoch, daß das Zentrum der Anomalie weit von der Backgroundlinie entfernt ist, es sich somit hier nicht um ein cusp-Phänomen handelt.

So weisen Tamura (11,12) und Lane (1) darauf hin, daß die Ursache für die hier vorliegende Anomalie in der Isospinkopplung der beiden isobarisch analogen Kanäle zu suchen ist.

Schon 1962 zeigte Lane (15,16), daß das Nucleon - Nucleus Potential einen Term $(V_1/A)(\underline{t} \cdot \underline{I})$ enthält, der sowohl die charakteristischen Unterschiede der elastischen Protonen- und Neutronenstreuung beschreibt, als auch eine Verkopplung der beiden isobarisch analogen Kanäle $|pC\rangle$ und $|nA\rangle$ bewirkt. Demnach kann man das Potential eines Kerns mit der Massenzahl A folgendermaßen ansetzen:

$$V = V_0 + (V_1/A)(\underline{t} \cdot \underline{I}) + (1/2 - t_z)V_C.$$

V_0 , V_1 und V_C bedeuten optisches -, Lane- und Coulomb-Potential.

Für Protonen mit der Energie E erhält man dann als Schrödingergleichung

$$\{T + V_0 + (V_1/A)(\underline{t} \cdot \underline{I}) + (1/2 - t_z)V_C\}\psi = \{E - (1/2 - t_z)\Delta_C\}\psi$$

mit T = kinetische Energie und Δ_C = Coulombenergie

Folgende Wellenfunktionen

$$\psi = g_p \cdot \alpha_p \cdot \psi_{T_0, T_0} + g_n \cdot \alpha_n \cdot \psi_{T_0, T_0-1}$$

mit g_p und g_n als Ortswellenfunktionen für Protonen und Neutronen

mit der asymptotischen Form

$$g_p \sim e^{ik_p z} + f_{pp}(\theta) e^{ik_p r/r}$$

$$g_n \sim f_{pn}(\theta) e^{ik_n r/r}$$

α_p , α_n und $\psi_{T_0, M}$ als Isospinwellenfunktionen von Proton, Neutron und Kern, ergeben eingesetzt in die Schrödingergleichung ein System gekoppelter Differentialgleichungen, die sog. "Lane - Gleichungen".

$$(\mathcal{T} + V_0 - E + V_c - (V_1/2A)T_0) g_p + (V_1/2A)(2T_0)^{1/2} g_n = 0$$

$$(\mathcal{T} + V_0 - E + V_c + (V_1/2A)(T_0-1) g_n + (V_1/2A)(2T_0)^{1/2} g_p = 0$$

Das Lane - Potential vermittelt also eine Verkopplung des

$|pC\rangle$ - Systems mit dem $|nA\rangle$ - System.

Entsprechend dieser Tatsache wurden von der Gruppe um Tamura (11,12) gekoppelte Kanalrechnungen durchgeführt.

Ausgehend von der üblichen DWBA - Übergangsamplitude

$$T^{DWBA} = \langle \chi_p^{(-)} \phi_n^\alpha | v_{np} | \chi_d^{(+)} \phi_d \rangle$$

mit χ : distorted waves

ϕ_n^α : Wellenfunktion des in einem Schalenmodellzustand

$\alpha = l, s, j$ mit der experimentellen Separationsenergie gebundenen Neutrons

ϕ_d : innere Wellenfunktion des Deuterons

kann man eine CCBA (Coupled Channel Born Approximation)

Übergangsamplitude konstruieren

$$T^{CCBA} = \langle \hat{\chi}_p^{(-)} \phi_n^\alpha | v_{np} | \chi_d^{(+)} \phi_d \rangle - (2T_0)^{1/2} \langle \hat{\chi}_n^{(-)} \phi_p^\alpha | v_{np} | \chi_d^{(+)} \phi_d \rangle$$

Die distorted waves $\hat{\chi}_p^{(-)}$, bzw. $\hat{\chi}_n^{(-)}$ im Ausgangskanal der

(d,p), bzw. (d,n) Reaktion sind mit den Wellenfunktionen

g_p und g_n , die man aus den Lane - Gleichungen erhält, identisch.

ϕ_p^α ist die Wellenfunktion des zu ϕ_n^α isobarisch analogen Zustands.

Die physikalische Signifikanz der beiden Amplitudenanteile ist klar. Man hat zwei experimentell ununterscheidbare Anteile der (d,p) Übergangsamplitude:

- 1.) Einen direkten Anteil der (d,p) Reaktion.
- 2.) Einen quasielastischen Anteil der (d,n >) Reaktion, wobei die Neutronen durch off - diagonale Terme des Lane - Potentials in Protonen umgewandelt werden.

Da die Analogresonanzen jedoch ungebundene Zustände sind, d.h. sehr langreichweitige Wellenfunktionen haben, sind diese CCBA Rechnungen nicht nur sehr aufwendig, sondern auch durch unsichere Annahmen nicht ganz durchsichtig (14).

Lane zeigte 1970 in einer R - Matrixbetrachtung, daß die wesentlichen Eigenschaften der Schwellenanomalie als Resonanzphänomen verstanden werden können.

In der Massengegend um $A \approx 90$ haben die Neutronen an der Emissionsschwelle eine 3P Einteilchenresonanz, wie man aus den Mes-

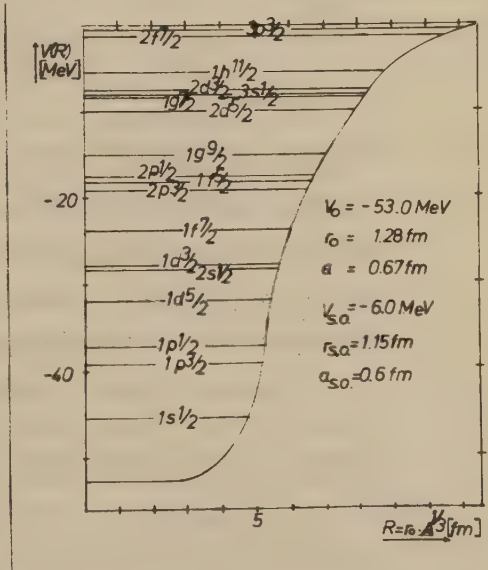


Abbildung 2: Schalenmodellniveaus des $A = 90$ - Systems.

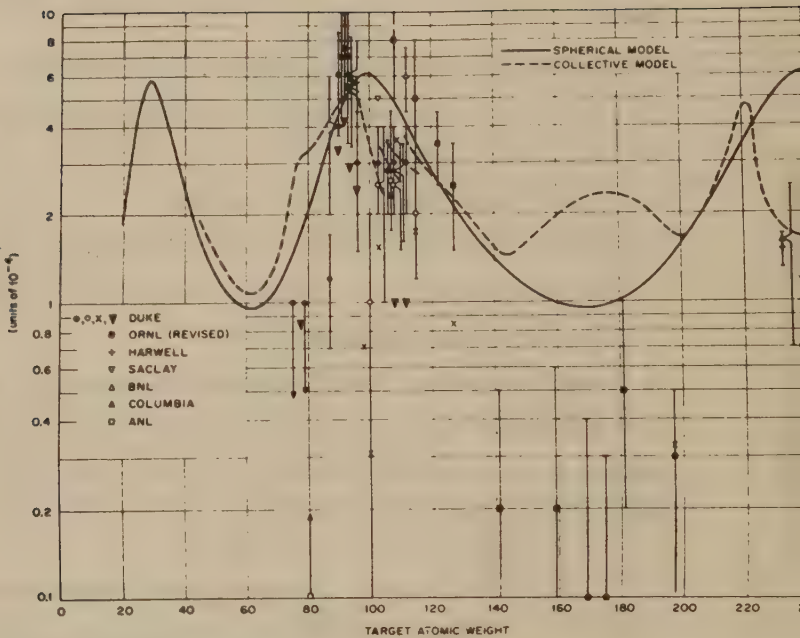


Abbildung 3: Neutronenstärkefunktion für p - Wellen (nach (17)).

sungen der Neutronenstärkefunktion für p - Wellen ersehen kann (17). Ein $3p_{3/2}$ - Zustand bei $B_n \approx 0$ läßt sich auch im Schalenmodell erzeugen (Abbildung 2).

Dieser Einteilchenzustand von größenordnungsmäßig 10 MeV Anregungsenergie ist, infolge der Restwechselwirkung, auf eine große Anzahl von Zuständen mit gleichem Spin und gleicher Parität mit verschiedenen Stärken verteilt. Dies ist in Abbildung 4 dargestellt.

Unterhalb der Schwelle ($B_n = 0$) hat man dicht liegende ge-

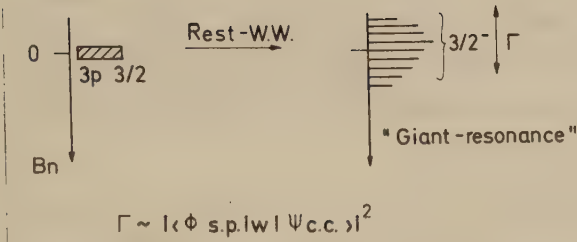


Abbildung 4: Schematische Darstellung der Aufspaltung des Einteilchenzustandes

bundene Zustände, die oberhalb der Schwelle zu Resonanzzuständen werden. Die Mischung der komplizierten Zustände $\psi_{c.c.}$ mit dem Einteilchenzustand $\phi_{s.p.}$ führt zu einer "spreading width" Γ^v , für deren qualitatives Verständnis von Zimanyi (18) eine Abschätzung angegeben wird:

$$\Gamma^v = |\langle \phi_{s.p.} | w | \psi_{c.c.} \rangle|^2$$

Für Zustände in der Nähe der Emissionsschwelle hat die Einteilchenwellenfunktion $\phi_{s.p.}$ einen großen Beitrag außerhalb des Kernvolumens. Da die Wellenfunktionen der komplizierten Zustände $\psi_{c.c.}$ nur im Kerninneren definiert sind, erhält man also nur einen kleinen Überlapp und somit einen "Kompressionseffekt" in der "spreading width". Dieser Kompressionseffekt ist für p - Zustände besonders stark (1).

Die Erklärung der Schwellenanomalie steht in engem Zusammenhang zu den Strukturen, wie sie von E. W. Hamburger (5) bei der Reaktion $^{207}\text{Pb} (d, p) ^{208}\text{Pb}$ gefunden wurden. Hierbei haben die auslaufenden Protonen gerade solche Energien zwischen 14 und 16 MeV, daß sie zusammen mit dem Endkern ^{208}Pb Analogresonanzen

in $^{209}\text{Bi}^*$ bilden (Hamburger - Effekt).

Die Schwellenanomalie läßt sich somit als " Hamburger - Effekt " der " Giant - Resonance " (Abbildung 4) verstehen, die mikroskopisch aus nicht aufgelösten Feinstrukturzuständen besteht (19,20).

Aus dieser Vorstellung vom Ablauf der Reaktion folgt, daß diejenigen Streuamplituden (z.B. DWBA - Übergangsmatrixelemente), welche im Ausgangskanal die Quantenzahlen der Einteilchenresonanz haben, resonant verstärkt werden müssen.

$$T = T^{\text{DWBA}} \left(1 + \frac{\alpha}{D} \right)$$

Erweist sich nun die Isospinwechselwirkung als Ausgangskanalphänomen, so erhält man gleiche Parameter α für die möglichen Eingangskanäle, welche den resonanten Ausgangskanal bevölkern, also etwa folgendes Reaktionsbild, wie in Abbildung 5 gezeigt.

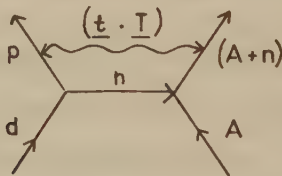


Abbildung 5: Schematisches Bild des Reaktionsablaufes.

Die systematische Untersuchung der Anomalie bei mehreren Targetkernen erfolgte im Hinblick auf die folgenden Fragestellungen:

- 1.) Die Isospinwechselwirkung als Ausgangskanalphänomen.
- 2.) Die Massenabhängigkeit des Anomalieeffekts.
- 3.) Ein " j - Effekt " in der Vektoranalysierstärke.

Die sehr umfangreichen Rechnungen für die numerische Analyse wurden an der CDC - 3300 des Rechenzentrums der Universität Erlangen - Nürnberg durchgeführt.

IV.) EXPERIMENTE

Die Schwellenanomalie wurde bei folgenden Reaktionen untersucht:

$$^{88}\text{Sr} (\vec{d}, p_0) ^{89}\text{Sr} (5/2^+ \text{ g.s.}) \quad E^{\text{thr}} = 7.5 \text{ MeV} \quad (21,22)$$

$$^{90}\text{Zr} (\vec{d}, p_0) ^{91}\text{Zr} (5/2^+ \text{ g.s.}) \quad E^{\text{thr}} = 7.2 \text{ MeV}$$

$$^{92}\text{Mo} (\vec{d}, p_0) ^{93}\text{Mo} (5/2^+ \text{ g.s.}) \quad E^{\text{thr}} = 7.0 \text{ MeV}$$

$$^{91}\text{Zr} (\vec{d}, p_2) ^{92}\text{Zr}^* (4^+, 1.49 \text{ MeV}) \quad E^{\text{thr}} = 7.4 \text{ MeV}$$

$$^{106}\text{Cd} (\vec{d}, p_0) ^{107}\text{Cd} (5/2^+ \text{ g.s.}) \quad E^{\text{thr}} = 8.0 \text{ MeV}$$

Die Experimente wurden mit dem rein vektorpolarisierten Deuteronenstrahl der Atomstrahlquelle (^{88}Sr , ^{91}Zr) am Erlanger EN - Tandembeschleuniger (23) und nach Fertigstellung der Erlanger Lambshiftquelle (24) mit dem vektorpolarisierten Deuteronenstrahl der LSQ durchgeführt.

Die Atomstrahlquelle lieferte einen Targetstrom von 1 - 3 nA mit einem Polarisationsgrad $P = 60\% \pm 2\%$, bei einer strahlbegrenzenden Blende von 3mm am Eingang der Streukammer. Der Targetstrom der LSQ betrug zwischen 25nA und 40 nA mit einem Vektorpolarisationsgrad $P = 54\% \pm 2\%$, bei einer strahlbegrenzenden Blende von $1 \times 5 \text{ mm}^2$. Die Beimischungen der Tensorpolarisation waren dabei sicher kleiner als 10%.

Die ausfliegenden Protonen wurden im allgemeinen gleichzeitig bei 14 Winkeln

$$\pm 20^\circ, \pm 40^\circ, \pm 60^\circ, \pm 90^\circ, \pm 120^\circ, \pm 140^\circ, \pm 160^\circ$$

mit Si - Oberflächensperrschichtzählern nachgewiesen.

Zur Ausschaltung apparativer Asymmetrien wurde jeder Energiepunkt mit symmetrischer Winkelbestückung und " spin up " und

" spin down " des einfallenden Deuteronenstrahls gemessen. Die Detektoren akzeptierten einen Raumwinkel von 25 msr, was einer Winkelauflösung von $\pm 5^\circ$ entspricht. Um die Detektoren vor Überlastung durch elastisch gestreute Deuteronen zu schützen, waren vor den Detektoren Folien aus 0.25 mm starkem Reinaluminium angebracht, in welchen Deuteronen bis zu einer Energie von 8.7 MeV gestoppt wurden. Die Detektoren waren auf einem am Drehboden der 17 inch Streukammer montierten Streueinsatz befestigt.

Bei den Messungen an ^{106}Cd wurden nur die Streuwinkel $\pm 120^\circ$ und $\pm 160^\circ$ gemessen. Infolge der dichten Niveaufolge in ^{107}Cd war eine hohe Energieauflösung erforderlich. Aus diesem Grunde wurde auf Stopfolien, welche ein Energiestragling von etwa 80 keV verursachen, verzichtet. Weiterhin wurden sehr enge Kollimatoren vor den Detektoren verwendet. Der akzeptierte Raumwinkel betrug 2 msr, entsprechend einer Winkelauflösung von $\pm 1.5^\circ$. Um die Energieauflösung weiter zu verbessern, waren zur Ausschaltung von Sekundärelektronen auf den Kollimatoren kleine Permanentmagnete angebracht. Die Detektoren wurden zusätzlich durch Anschluß an eine Kühlmaschine auf etwa -20°C abgekühlt. Somit konnte eine Auflösung von etwa 80 keV erreicht werden.

Die Abbildungen 6 und 7 zeigen typische Impulshöhenspektren für die Targetkerne ^{91}Zr (mit Stopfolien) und ^{106}Cd (ohne Stopfolien) bei einer Einschußenergie von 7.2 MeV und einem Streuwinkel $\theta = 120^\circ$.

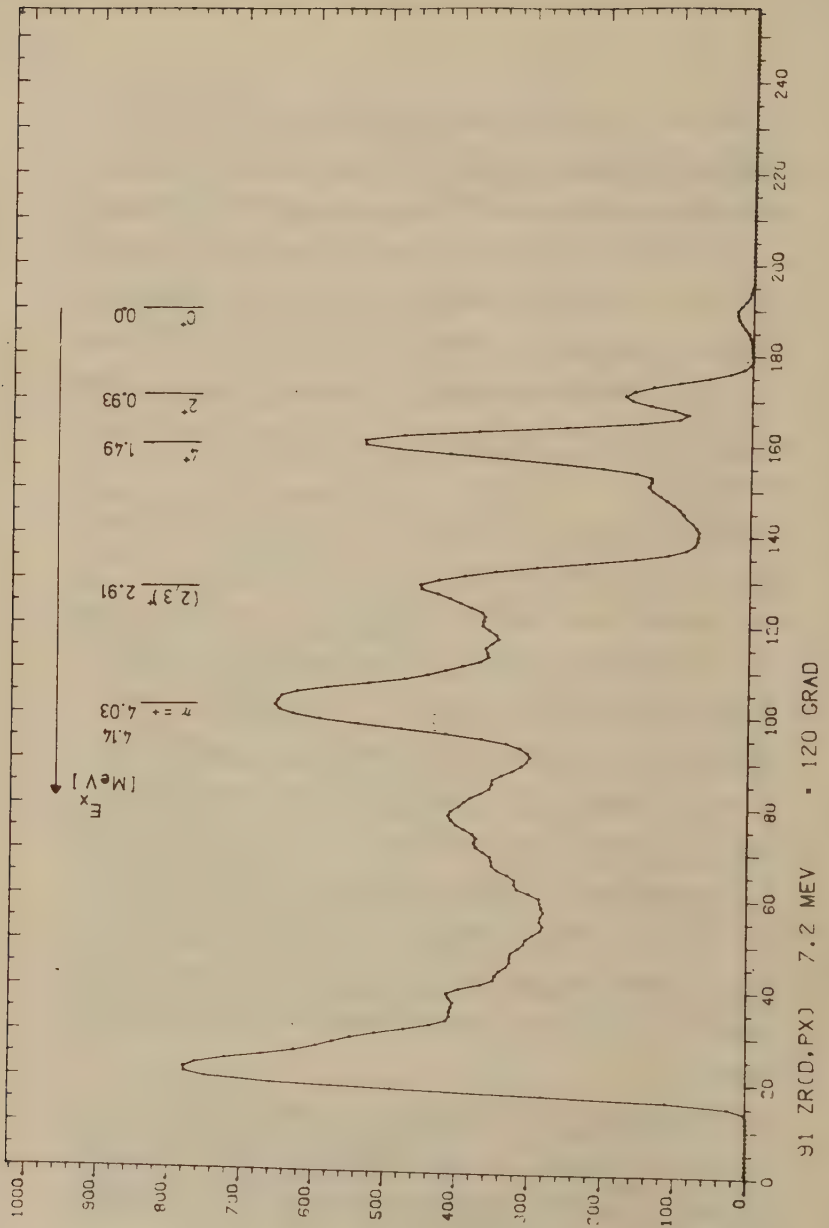


Abbildung 6: Impulshöhenspektrum für den Targetkern ^{91}Zr (mit Stopfolien)

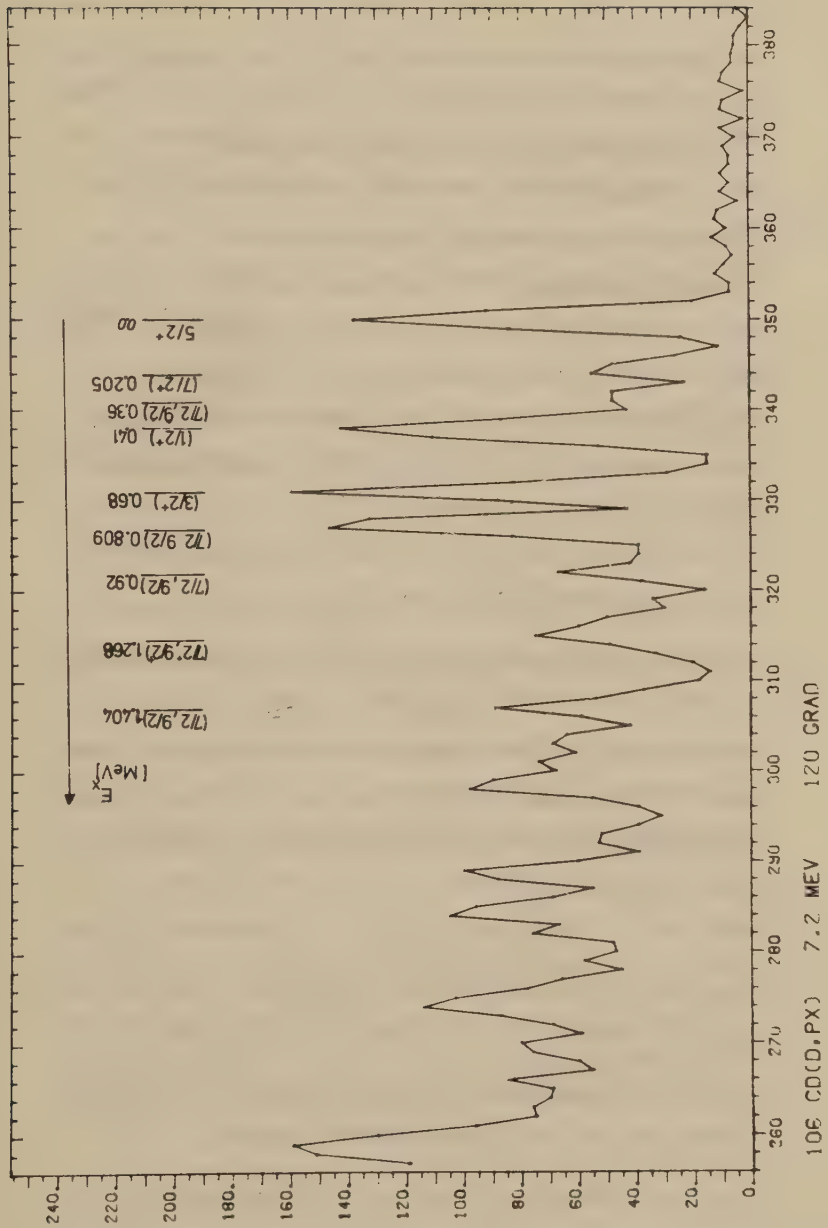


Abbildung 7: Impulshöhenspektrum für den Targetkern ^{106}Cd (ohne Stopfolien)

Die verwendeten Targets waren bis auf ^{88}Sr mit isotonenreinem Material angereicherte Folien

^{90}Zr Isotonenreinheit 98%, Dicke 1.46 mg/cm^2

^{92}Mo Isotonenreinheit 98%, Dicke 0.99 mg/cm^2

^{91}Zr Isotonenreinheit 89%, Dicke 1.4 mg/cm^2

^{106}Cd Isotonenreinheit 86%, Dicke 1.0 mg/cm^2

Die Zahlen sind die Angaben der Hersteller in Harwell (^{106}Cd), bzw. Oak Ridge (restliche Targets).

Das ^{88}Sr Target war ein 2.5 mg/cm^2 dickes auf eine Plastikfolie sedimentiertes $^{88}\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$ - Target mit einer Isotonenreinheit größer als 85% (Oak Ridge).

Die Energieverschmierungen durch die Targets entsprachen in etwa den gewählten Schrittweiten von 50 - 100 keV.

Die Polarisation des Deuteronenstrahls wurde über die Reaktion



in einem hinter der Streukammer angebrachten Polarimeter überwacht. Für diese Reaktion existieren über einen großen Energiebereich Messungen der Vektoranalysierstärke $A_y(\theta)$ (25).

Über die Beziehung

$$\epsilon = \frac{3}{2} p_y \cdot A_y$$

kann dann bei bekannter Vektoranalysierstärke A_y aus der gemessenen Asymmetrie ϵ die Strahlpolarisation bestimmt werden.

Der Targetstrom wurde in zwei in Reihe geschalteten Faradaybechern vor und hinter dem Polarimeter gemessen.

Die von den Detektoren kommenden verstärkten Signale liefen

über ein 16 - faches Routingsystem auf 2 ADC's einer PDP 7, wo mit Hilfe eines Analysier - und Auswerteprogrammes AAS (26) eine Sofortauswertung der Messungen vorgenommen werden konnte.

Durch Drehen des Streukammerbodens war es möglich, bei bestimmten Energien Winkelverteilungen der ($\vec{d}, p$) Reaktion aufzunehmen, die zur Bestimmung der optischen Potentiale dienten.

Zur Bestimmung der Protonenpotentiale wurden mit einem speziellen Streueinsatz die Winkelverteilungen für differentiellen Wirkungsquerschnitt und Analysierstärke der elastischen Protonenstreuung an ^{88}Sr und ^{90}Zr bei 11.0 MeV in Schritten von 2.5° gemessen (21).

Die Raumwinkel der Detektoren wurden durch die Messung der Rutherfordstreuung an ^{197}Au geeicht. Die Messungen der elastischen Streuung bei kleinen Energien (4 MeV) und kleinen Streuwinkeln (20°) an den anderen Targetkernen ermöglichten unter der Annahme reiner Rutherfordstreuung, die bei diesen Energien und bei Vorwärtswinkeln durch optische Modellrechnungen gerechtfertigt ist, eine Absoluteichung des differentiellen Wirkungsquerschnitts. Die Genauigkeit liegt bei etwa $\pm 10\%$. Der in den experimentellen Daten eingezeichnete Fehler entspricht den statistischen Normalabweichungen korrigiert mit einem Faktor, der die Unsicherheiten der absoluten Wirkungsquerschnittseichung beinhaltet.

V.) THEORETISCHE GRUNDLAGEN DER ANALYSE

1.) Beschreibung von (d,p) Reaktionen durch die DWBA - Theorie

Im Folgenden wird im Gegensatz zu Abschnitt III dieser Arbeit die Nomenklatur von Satchler (27) beibehalten.

Die DWBA - Theorie beschreibt den Ablauf einer Reaktion vom

Typ $A(a,b)B$

durch eine Übergangsamplitude T_{DWBA} der folgenden Form.

$$T_{DWBA} = J \int d\underline{r}_a \int d\underline{r}_b \chi_b^{(-)*}(\underline{k}_b, \underline{r}_b) \langle bB | V | aA \rangle \chi_a^{(+)}(\underline{k}_a, \underline{r}_a)$$

Mit $\underline{r}_a$ und $\underline{r}_b$, bzw. $\underline{k}_a$ und $\underline{k}_b$ sind die Relativkoordinaten, bzw. Relativimpulse der Teilchen a und b bezeichnet. J ist die Jacobi - Matrix der Transformation der natürlichen Koordinaten von a und b in diese Relativkoordinaten.

Die Wellenfunktionen χ bezeichnet als "distorted waves" - sind Funktionen der elastischen Streuung und beschreiben die relative Bewegung des Paares (aA) vor der Reaktion und des Paares (bB) nach der Reaktion.

Asymptotisch sind diese Wellenfunktionen auf ein - und auslaufende Wellen normiert, d.h.

$$\chi^{(+)}(\underline{k}, \underline{r}) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} e^{ikz} + f^{\pm}(\theta) e^{\pm ikr/r}$$

sodaß gilt:

$$\chi^{(+)*}(\underline{k}, \underline{r}) = \chi^{(-)}(-\underline{k}, \underline{r})$$

Mit diesen Randbedingungen lassen sich diese Wellenfunktionen durch die folgende Schrödingergleichung erzeugen.

$$\left\{ \nabla^2 + k^2 - \frac{2\mu}{\hbar^2} (U(r) + U_c(r)) \right\} \chi(\underline{k}, \underline{r}) = 0$$

wobei mit $U(r)$ und $U_c(r)$ das optische - und das Coulombpotential

und mit μ die reduzierte Masse bezeichnet sind.

Der komplexe Faktor in der Übergangsamplitude T_{DWBA} , das sog. Kernmatrixelement $\langle bB | V | aA \rangle$, beschreibt den Übergang des Anfangszustandes (aA) in den Endzustand (bB), sowie innere Anregungen der beteiligten Reaktionspartner. Im Rahmen der in die DWBA eingehenden Näherungen (" zero - range approximation ", Vernachlässigung des D - Zustandes des Deuterons) reduziert sich das Kernmatrixelement im Falle einer (d,p) Reaktion im wesentlichen zur Wellenfunktion des in einen Schalenmodellzustand eingebauten bei der Reaktion transferierten Neutrons und der Stärke der als δ - förmig angenommenen Wechselwirkung V_{np} zwischen Proton und Neutron.

In der Nomenklatur nach Satchler (27) mit

$$J_B = l_B + s_B$$

$$J_A = l_A + s_A$$

$$j_b = l_b + s_b$$

$$j_a = l_a + s_a$$

$$j = l + s = J_B - J_A$$

heißt das:

$$\begin{aligned} \langle bB | V | aA \rangle &= \langle J_B M_B s_b m_b | V_{np} | J_A M_A s_a m_a \rangle = \\ &= (S_{1j})^{1/2} \cdot D_s s_a \langle J_A j M_A M_B - M_A | J_B M_B \rangle \times \\ &\quad \times \langle s_b s m_b m_a - m_b | s_a m_a \rangle \langle l s m m_a - m_b | j M_B - M_A \rangle \times \\ &\quad \times f_{1sj}(r) \delta(r_b - \frac{A}{B} r_a) i^l Y_l^{m*}(\underline{r}) \end{aligned}$$

Für den Fall der (d,p) Strippingreaktion gilt:

$$D_s s_a^2 \approx (2s+1)(2s_a+1) \cdot 1.48 \cdot 10^4 \text{ (MeV}^2 \text{ fm}^3\text{)}$$

Die Größe S_{1j} ist als spektroskopischer Faktor bekannt; sie

gibt den Einteilchenanteil der tatsächlichen Wellenfunktion an.

Das Problem hat sich somit auf die explizite Berechnung von Integralen, den sog. Radialintegralen I, reduziert, in die lediglich die Radialanteile der nach Drehimpulsen entwickelten komplexen optischen Modellwellenfunktionen χ , sowie die reelle radiale Neutronenschalenmodellwellenfunktion eingehen.

$$I_{l_b j_b l_a j_a}^{l s j} = \frac{4 \pi}{k_a k_b} \cdot \frac{B}{A} \int r dr \chi_{l_b j_b}^{(-)*}(k_b, r) f_{l s j}(r) \chi_{l_a j_a}^{(+)}(k_a, r)$$

Definiert man sich reduzierte Übergangsamplituden

$$\beta_{l s j}^{m_a m_b} = 4 \pi \sum_{j_a j_b l_a l_b} i^{l_a - l_b - 1} \langle l_a s_a 0 | j_a m_a \rangle \langle l_b s_b 0 | j_b m_b \rangle \times$$

$$\langle j_b j_a m_a - m_b m | j_a m_a \rangle (2l_b + 1) \langle l_b 1 00 | l_a 0 \rangle \times$$

$$s_a j_a j_b \begin{Bmatrix} l_b & s_b & j_b \\ l & s & j \\ l_a & s_a & j_a \end{Bmatrix} \gamma_{l_a}^{m_a *}(\hat{r}_a) \gamma_{l_b}^{m_b - m}(\hat{r}_b) I_{l_b j_b l_a j_a}^{l s j}$$

so erhält man den DWBA - Wirkungsquerschnitt in Termen dieser reduzierten Amplituden β .

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{DWBA} = \frac{\mu_a \mu_b}{(2\pi)^2} \frac{k_b}{k_a} \frac{(2J_B + 1)}{(2J_A + 1)(2s_a + 1)} \sum_{j m m_a m_b} \left| \sum_{l s} A_{l s j} \beta_{l s j}^{m m_a m_b} \right|^2$$

$$\text{mit } A_{l s j} = \left((2s_a + 1)/(2s + 1) \right)^{1/2} (s_{l j})^{1/2} D_{s s_a}$$

Die Observable Vektoranalysierstärke A_y , die man bei der Verwendung polarisierter Projektile erhält, ist gleich der Polarisation P_y der ausfliegenden Teilchen der zeitumgekehrten Reaktion, d.h. $A_y(d, p) = P_y(p, d)$.

Sie ergibt sich in Termen der reduzierten Amplituden zu:

$$p_y^{1sj} = \frac{\sum_{m_a m_b} (s_b - m_b)(s_b + m_b + 1) \operatorname{Im} (\beta_{1sj}^{m_a m_b} \beta_{1sj}^{m_b+1 m_a*})}{s_b \sum_{m_a m_b} |\beta_{1sj}^{m_a m_b}|^2}.$$

Der für die Analyse verwendete DWBA - code DWUCK (2) berechnet für die (d,p) und die (p,d) Reaktion folgende Größen:

$$\sigma_{DWUCK}^{1sj}(\theta) = \frac{4\pi}{E_a E_b} \frac{k_a}{k_b} \left(\frac{B}{A}\right)^2 \frac{(2l+1)}{(2s_a+1)} \sum_{m_a m_b} |\beta_{1sj}^{m_a m_b}|^2$$

und $p_y^{1sj}(\theta)$.

Der tatsächliche DWBA Wirkungsquerschnitt ergibt sich dann als

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \frac{(2j_B+1)}{(2j_A+1)} \frac{D_s s_a^2 s_{lj}}{(2j+1)} \sigma_{DWUCK}(\theta).$$

2.) Beschreibung der Schwellenanomalie durch einen Resonanzterm

Dem Lane'schen Vorschlag (1) folgend werden diejenigen Übergangsmatrixelemente (Radialintegrale der DWBA), die im Ausgangskanal die Quantenzahlen der Neutroneneinteilchenresonanz haben, nämlich $l_b = 1$, $j_b = 3/2, 1/2$, resonant verstärkt. Da bei den betrachteten (d,p) Reaktionen (mit Ausnahme an ^{91}Zr) in den Targetkern mit Spin 0^+ ein Neutron in einen $J_B = j = 5/2^+$ Zustand eingebaut wird - der zweite angeregte Zustand mit Spin 4^+ bei 1.49 MeV in ^{92}Zr ist mit großem spektroskopischen Faktor eine $(2d5/2)^2$ - Konfiguration (28) - findet in allen betrach-

teten Fällen ein $2d5/2$ - Neutron - Transfer statt. Die Regeln der Vektoraddition von Drehimpulsen ergeben die möglichen Spinwerte j_a der Partialwellen, die den resonanten Ausgangskanal bevölkern.

$$\underline{j}_a = \underline{j} - \underline{j}_b$$

$$(\underline{l}_a + \underline{s}_a) = (\underline{l} + \underline{s}) - (\underline{l}_b + \underline{s}_b)$$

Der resonante Ausgangskanal kann somit nur durch die Partialwellen mit $j_a = 1, 2, 3, 4$ und $l_a = 1, 3, 5$ bevölkert werden. Die Werte $l_a = 0, 2, 4$ sind aus Gründen der Paritätserhaltung nicht zugelassen. Da der " Neutronenformfaktor " $f_{1sj}(r)$ der DWBA - Übergangsamplitude keinen Operator mehr enthält, der auf den Spin wirkt, ist " spin - flip " nicht zugelassen, sodaß auch die Partialwelle mit $l_a = 5$ den resonanten Ausgangskanal nicht bevölkern kann.

Da weiterhin die $(\underline{l} \cdot \underline{s})$ - Kraft für die Deuteronen im Eingangskanal nur eine kleine Korrektur darstellt, was durch die kleinen Vektoranalysierstärken der elastischen Deuteronenstreuung bestätigt wird (29), kann eine j_a - Abhängigkeit des Resonanzeffekts wohl vernachlässigt werden.

Eine interessante Fragestellung bleibt nun, ob die beiden möglichen Eingangskanäle mit $l_a = 1$ und $l_a = 3$ gleich oder verschieden zur resonanzartigen Verstärkung beitragen.

Lane (1) schlägt nun vor, zur Streumatrix S , die im verwendeten DWBA -code (2) nicht explizit auftritt, einen " Breit - Wigner " ähnlichen Resonanzterm hinzuzufügen

$$S = S_0 + \sum_{j_b=3/2, 1/2} \frac{\alpha_{j_b} (\pi^2/ma^2)}{E_{j_b} - E - (S+iP-b)\gamma^2 - (i/2)\Gamma'} .$$

Hierin bedeutet E die Einschußenergie und E_{j_b} die jeweilige Resonanzenergie. Der " Backgroundterm " S_0 enthält alle Partialwellen mit $l_b \neq 1$. Als Energienullpunkt ist die Schwellenenergie genommen. Mit S und P sind die aus der R - Matrix - Theorie (30) bekannten " Shift - und Penetrationsfaktoren " für Neutronen mit $l = 1$ bezeichnet, mit γ^2 die reduzierte Neutronenbreite. Die Größe Γ' beinhaltet sowohl die Protonenzerfallsbreite Γ_p wie auch die sog. " spreading width " $\langle 2W \rangle$. Der Faktor b beschreibt den Anschluß der Wellenfunktionen am Kanalrand $r = a$.

Diese Formel ist - wie auch von Lane angestrebt - nur für qualitative Untersuchungen in unmittelbarer Schwellennähe geeignet, da alle Energieabhängigkeiten nur in 1. Ordnung berücksichtigt werden. Die wesentliche Aussage besteht darin, daß die Partialwelle mit $l_b = 1$ im Ausgangskanal für den Effekt verantwortlich ist und nicht etwa in einer korrekten Angabe des Resonanznenners.

Eine exakte Beschreibung der Energieabhängigkeiten erweist sich als sehr kompliziert, wie die Untersuchungen von Zimanyi und Gyarmati (31) zeigen.

Im Folgenden sollen die von Lane (1) angegebenen Energieabhängigkeiten des Resonanznenners D kurz diskutiert werden.

In Schwellennähe lassen sich " Shift - und Penetrationsfaktor "

S und P als linear von der Energie abhängig betrachten. Man macht also eine Taylorentwicklung, die nach dem 1. Glied abgebrochen wird, z.B.

$$S(E) = S(0) + E \left. \frac{dS}{dE} \right|_{E=0} + \dots$$

Schreibt man nun den Resonanznenner D um

$$D = \bar{E}_{j_b} - E - (i/2) \Gamma$$

$$\text{mit: } \bar{E}_{j_b} = (E_{j_b} - (S(0)-b) \gamma^2) \beta(E) \Big|_{E=0}$$

$$\Gamma = (\Gamma' + 2P(E) \gamma^2) \beta(E) \Big|_{E=0}$$

$$\beta(E) = (1 + \gamma^2 \frac{dS}{dE})^{-1}$$

so erhält man den aus der R - Matrix - Theorie (30) bekannten Faktor $\beta(E)$.

In der R - Matrix - Theorie gilt:

$$\gamma^2 \frac{dS}{dE} = \int_r^\infty |\psi|^2 d\tau, \quad ,$$

wobei die Wellenfunktion ψ nur für Werte $r < a$ (=Kanalradius) definiert und normalisiert ist. Es muß also auch der Faktor $\beta(E)$ einem entsprechenden Ausdruck gleich sein, der durch eine renormalisierte Wellenfunktion mit erweitertem Normalisierungsvolumen beschrieben wird.

Dann gilt: $\frac{dS}{dE} > 0$, also $\beta(E) < 1$.

Man erhält wegen der komprimierten Energieskala effektiv eine komprimierte Breite Γ (Kompressionseffekt).

Der tatsächliche Kompressionseffekt ist nicht so stark wie von

Lane (1) angenommen (31), da die Energieabhängigkeiten von S und P nur in 1. Näherung linear approximiert werden dürfen.

Für ein Potential endlicher Reichweite, d.h. $V(r) = 0$ für $r > a$ gilt für Partialwellen mit $l = 1$:

$$\gamma^2 \frac{dS}{dE} = \theta^2 \frac{\rho + 2}{(\rho + 1)^2} \quad \text{mit } \theta^2 = \gamma^2 \frac{ma^2}{\pi^2} \quad \text{und } \rho = ka.$$

Somit ergibt sich:

$$\begin{aligned} \gamma^2 (S(E) - S(0)) &= \gamma^2 \int_0^E \frac{dS}{dE'} dE' = \\ &= \frac{\theta^2 \rho^2}{(1 + \rho)^2} \frac{\pi^2}{ma^2} \quad \text{für } E < 0 \\ &= \frac{\theta^2 \rho^2}{(1 + \rho^2)^2} \frac{\pi^2}{ma^2} \quad \text{für } E > 0 \end{aligned}$$

analog:

$$\begin{aligned} P \gamma^2 &= 0 \quad \text{für } E < 0 \\ &= \frac{\theta^2 \rho^3}{(1 + \rho^2)^2} \frac{\pi^2}{ma^2} \quad \text{für } E > 0 \end{aligned}$$

Der Resonanznenner läßt sich nun in einer für Rechnungen geeigneteren Form parametrisieren.

$$D = \chi_{jb} + \frac{1}{2} \rho^2 - (S + iP) \theta^2 - iY$$

$$\text{mit: } \chi_{jb} = (E_{jb} - (S(0) - b) \gamma^2) \frac{ma^2}{\pi^2}$$

$$Y = (1/2) \Gamma \frac{ma^2}{\pi^2}$$

Vergleicht man diesen Resonanznenner mit der Form des üblichen Breit - Wigner Resonanznenners, so sind hier sowohl die Resonanzenergie E_R wie auch die Breite Γ in ganz charakteristischer Weise energieabhängig geworden.

Mit den von Lane angegebenen Parametern ergibt sich folgender Verlauf von $|1/D|^2$, wie in Abbildung 8 gezeigt.

Um die Energieabhängigkeiten der Penetrabilitäten korrekt zu berücksichtigen, ist eine Abspaltung des DWBA - Übergangsmatrix-

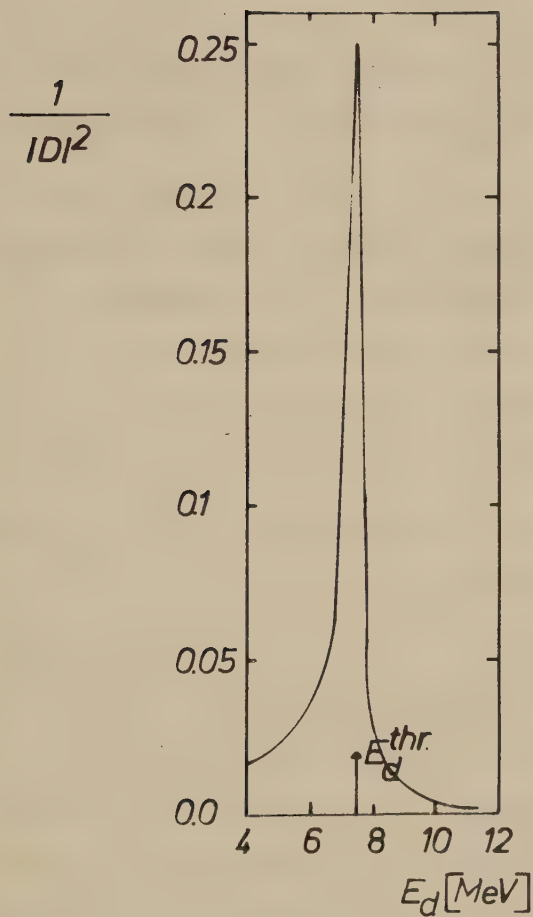


Abbildung 8: Verlauf von $|1/D|^2$ um die Schwelle E^{thr} .

elements vom Resonanzterm in der folgenden Weise sinnvoll (22).

$$I_{l_a=1, j_b=3/2, 1/2}^{l_a j_a} = I_{DWBA} \left(1 + i \frac{\alpha j_b}{D(E)} \right) = I_{DWBA} (1 + R)$$

Die Stärke des Resonanzterms α wird bei der Analyse als Fitparameter freigegeben. Ergibt nun die Anpassung an die Messdaten gleiche Parameter α für die beiden möglichen Eingangskanäle mit $l_a = 1, 3$, die den resonanten Kanal bevölkern, so bedeutet dies eine starke Stütze für das Modell, das die Schwellenanomalie als Ausgangskanalphänomen betrachtet; d.h. die (d,p) Reaktion hat bereits stattgefunden, der Protonenausgangskanal wird resonant verstärkt. In diesem Fall hat man für jeden Wert von j_b nur eine komplexe Zahl α als freien Fitparameter.

VI.) ERGEBNISSE UND DISKUSSION

1.) Festlegung der optischen Potentiale für DWBA - Rechnungen.

Da die " distorted waves " χ der DWBA als Wellenfunktionen die elastische Streuung im Ein - und Ausgangskanal richtig beschreiben müssen, ist eine Bestimmung der optischen Potentiale für Deuteronen und Protonen von größter Wichtigkeit. Dies gilt insbesondere, wenn man Vektoranalysierstärken beschreiben will.

Da im verwendeten DWBA - code DWUCK (2) immer die elastische Streuung für Ein - und Ausgangskanal mitberechnet wird, wurde er durch eine Fitroutine erweitert. Sie ermöglicht es, durch die Anwahl verschiedener Kontrollzahlen, die Potentialparameter für ein - und auslaufendes Teilchen an die experimentellen Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Vektoranalysierstärke der $(\vec{d}, d_0)$, $(\vec{p}, p_0)$ und der $(\vec{d}, p)$ Reaktion nach dem Prinzip minimaler quadratischer Abweichung (χ^2 - Fit) anzufitten. Hiermit wurde eine wesentliche Verbesserung in der Beschreibung der " offresonanten " $(\vec{d}, p)$ Reaktion erreicht.

Zur Bestimmung der optischen Potentiale für Protonen für die Messungen in der Massengegend um $A = 90$ wurden Winkelverteilungen der elastischen Protonenstreuung an den Targetkernen ^{88}Sr und ^{90}Zr bei $E_p = 11.0$ MeV gemessen (21). In Abbildung 9 sind die Ergebnisse für ^{90}Zr gezeigt. Die durchgezogenen Linien geben einen Bestfit an die experimentellen Datenpunkte wieder. Die

extrahierten Potentialparameter sind in Tabelle 1 zusammengefaßt.

Die Abbildung 10 zeigt die Ergebnisse der elastischen Deuteronenstreuung an ^{90}Zr bei $E_d = 9.0$ MeV. Die Experimente stammen von Haeberli und Mitarbeitern (29). Die durchgezogenen Linien stellen wieder einen Bestfit an die Datenpunkte dar. Die Potentialparameter sind ebenfalls in Tabelle 1 aufgelistet.

Mit diesen Potentialen wurden dann die Winkelverteilungen der Reaktion $^{90}\text{Zr}(\vec{d}, p_0)^{91}\text{Zr}(5/2^+ \text{ g.s.})$ bei $E_d = 8.0$ MeV berechnet. Der experimentelle differentielle Wirkungsquerschnitt wird zwar durch die Rechnungen sehr gut wiedergegeben, die berechnete Vektoranalysierstärke zeigt jedoch nur bei kleinen Streuwinkeln einen quantitativ richtigen Verlauf. Für größere Streuwinkel ($\theta > 80^\circ$) werden nur noch die Oszillationen phasenrichtig wiedergegeben, nicht mehr die absoluten Größen. Ein Fit an die experimentellen Daten der $(\vec{d}, p)$ Reaktion bringt keine weitere Verbesserung. Dies ist in Abbildung 11 gezeigt. Eine Erklärung hierfür liegt in der Bestimmung der distorted waves aus der elastischen Streuung begründet. Experimente der elastischen Streuung sind nur auf den asymptotischen Anteil der Wellenfunktion sensitiv. Potentiale, welche gleiche Streuphasen liefern, ergeben auch identische Resultate für die elastische Streuung. Sie geben jedoch keineswegs Auskunft über die Wellenfunktion im Kerninneren. Der differentielle Wirkungsquerschnitt und die Vektoranalysierstärke einer Transferreaktion rühren nun aber - besonders bei großen Streuwinkeln -

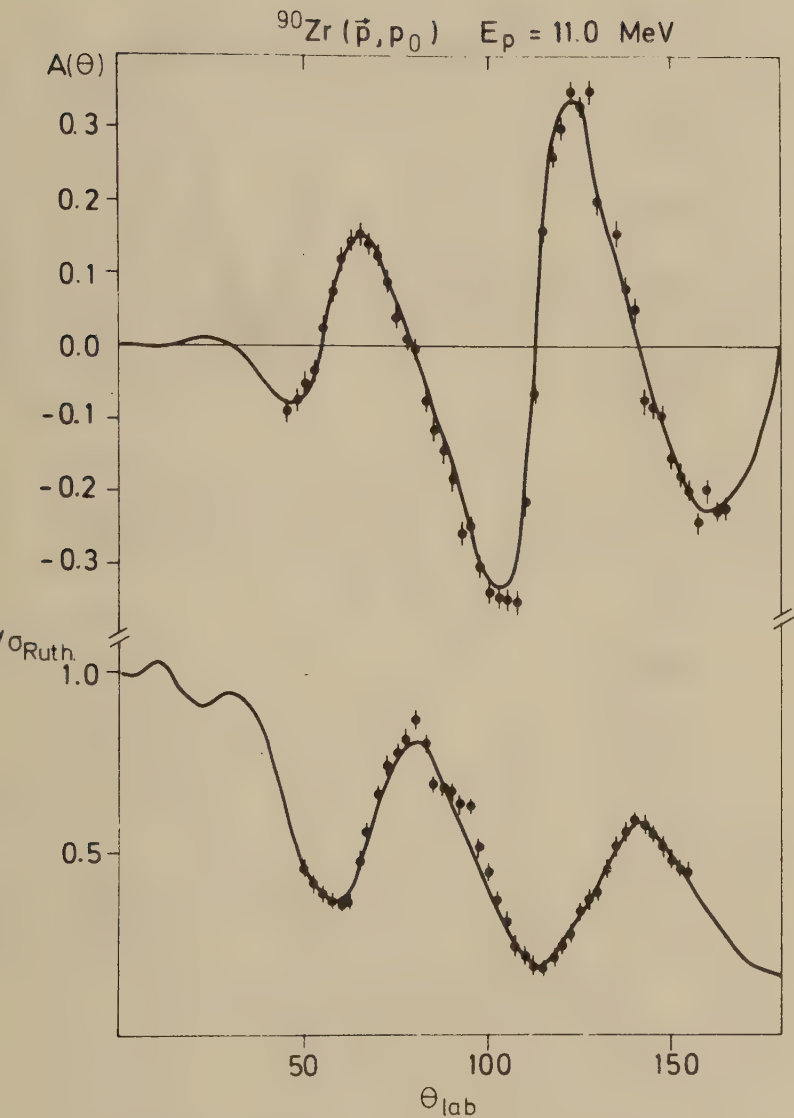


Abbildung 9: Elastische Protonenstreuung an ^{90}Zr bei

$E_p = 11.0 \text{ MeV}$.

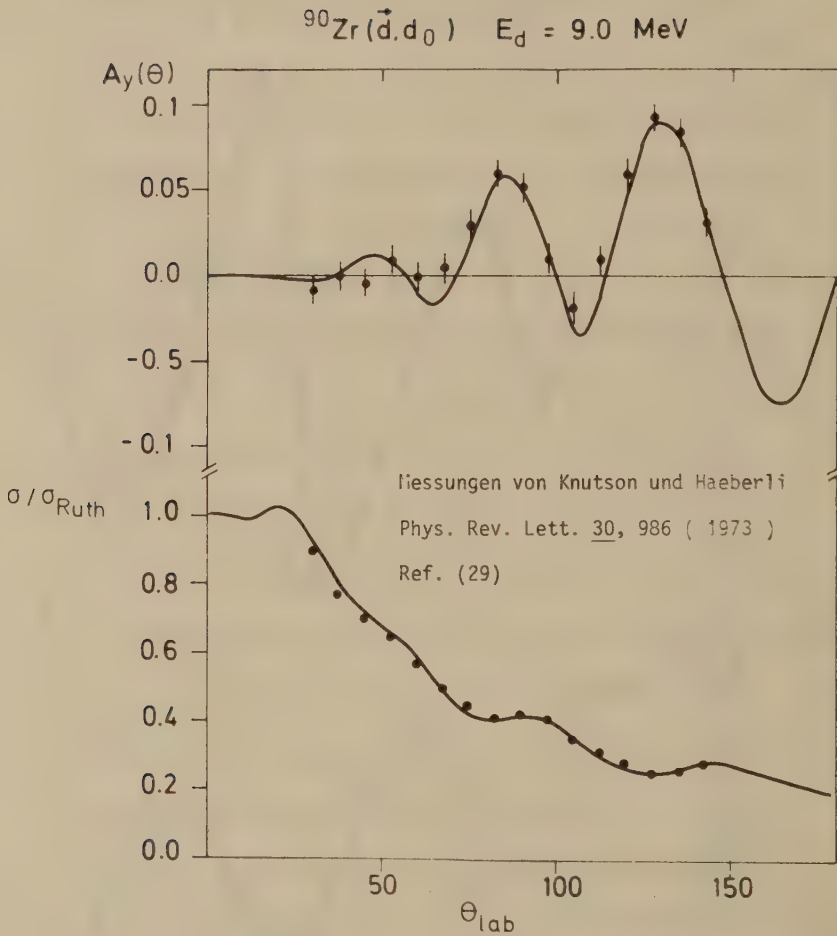


Abbildung 10: Elastische Deuteronenstreuung an ^{90}Zr
bei $E_d = 9.0 \text{ MeV}$.

O M	⁸⁸ Sr	⁹⁰ Zr	⁹² Mo	⁹¹ Zr	¹⁰⁶ Cd
a) Deuteronen					
V _R (MeV)	112.5	113.0	113.0	112.38	104.0
r _R (fm)	1.06	1.06	1.06	1.05	1.1
a _R (fm)	0.847	0.847	0.847	0.86	0.8
W _D (MeV)	13.2	10.2	10.2	13.5	12.5
r _D (fm)	1.391	1.466	1.466	1.43	1.34
a _D (fm)	0.719	0.72	0.72	0.8	0.65
V _{so} (MeV)	3.4	4.15	4.15	3.3	3.6
r _{so} (fm)	1.15	1.15	1.15	1.15	0.9
a _{so} (fm)	0.7	0.7	0.7	0.5	0.5
r _c (fm)	1.3				
b) Protonen					
V _R (MeV)	50.724	51.9	51.9	51.9	58.76
r _R (fm)	1.252	1.23	1.23	1.23	1.17
a _R (fm)	0.75	0.75	0.75	0.75	0.75
W _D (MeV)	9.6	9.8	9.8	10.3	12.23
r _D (fm)	1.32	1.32	1.32	1.32	1.32
a _D (fm)	0.6	0.558	0.558	0.558	0.6
V _{so} (MeV)	5.9	6.1	6.1	6.5	5.9
r _{so} (fm)	0.69	0.73	0.73	0.73	1.17
a _{so} (fm)	0.6	0.6	0.6	0.5	0.65
r _c (fm)	1.3				

Tabelle 1: Verwendete Potentiale für Deuteronen (a) und Protonen (b)

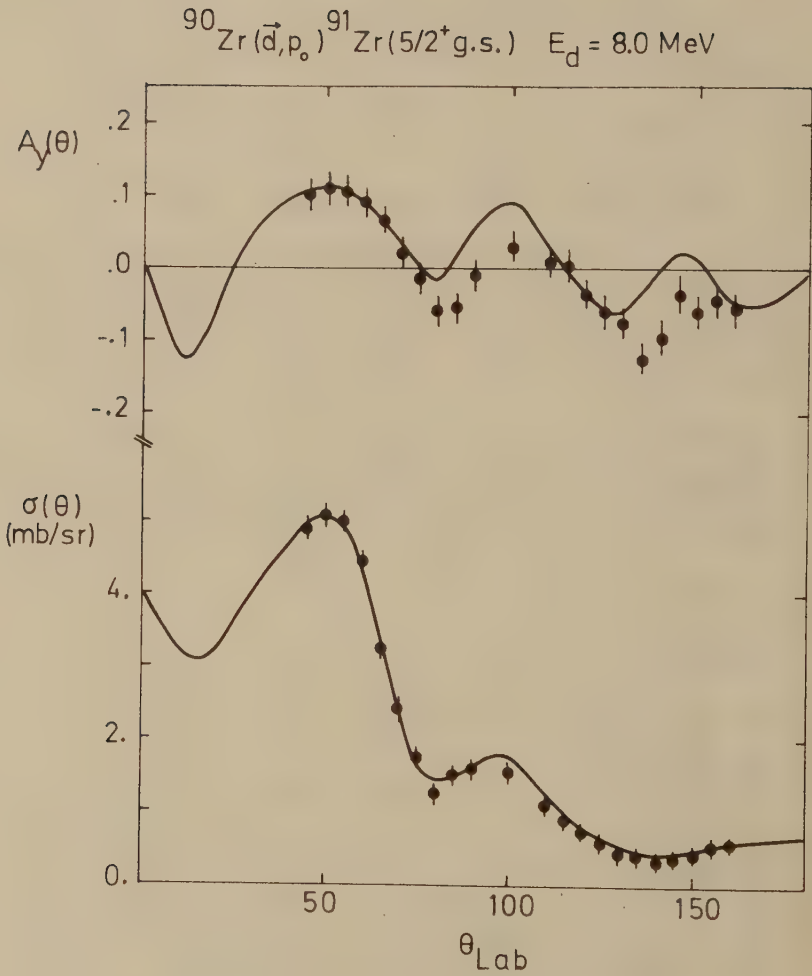


Abbildung 11: Winkelverteilung der Reaktion $^{90}\text{Zr}(\vec{d}, p_0)^{91}\text{Zr}$ bei $E_d = 8.0 \text{ MeV}$ und DWBA Rechnung mit optischen Potentialen aus der elastischen Streuung

zum großen Teil von Vorgängen an der Kernoberfläche, bezw. im Kerninneren her und erfordern somit die Kenntnis der Wellenfunktion im Kerninneren. Dies sind die bekannten Schwierigkeiten, welche die DWBA - Theorie besonders bei großen Streuwinkeln bietet (32,33).

Verbesserungen in der Beschreibung der direkten (d,p) Reaktion sind wohl nur durch komfortablere DWBA - Rechnungen (finite range, non local potential) oder durch Coupled Channel Rechnungen zu erreichen.

2.) Systematische Untersuchung der Anomalie.

Die Beschreibung der Anomalie erfolgte mit Hilfe der in Abschnitt V.2 gemachten theoretischen Überlegungen.

Die Untersuchungen mit polarisierten Deuteronen erleichtern wesentlich den direkten Nachweis der Interferenz zwischen resonanter und nicht - resonanter Reaktion durch die zusätzliche unabhängige Meßgröße Vektoranalysierstärke $A_y(\theta)$.

2.1) Die Isospinwechselwirkung als Ausgangskanalphänomen.

Betrachtet man die Form des Übergangsmatrixelements S_{ab} der inelastischen Streuung (34)

$$S_{ab} = e^{i(\delta_a + \delta_b)} \left(U_{ab} - i \frac{g_a g_b}{E - E_r + (i/2)\Gamma} \right)$$

wobei δ_a Coulomb - und Kernstreuphasen des Eingangskanals und δ_b Coulomb- und Kernstreuphasen des Ausgangskanals sind, so gibt die Matrix U_{ab} die Stärke des Übergangs an. Mit g_a und g_b sind die Partialwellenstreuamplituden bezeichnet, sodaß

$|g_a|^2 = \Gamma_a$ und $|g_b|^2 = \Gamma_b$ die Partialbreiten ergeben.

Aus der R - Matrix - Theorie (30) ergibt sich nun, daß die Partialwellenstreuamplituden g vorzeichenbehaftete reelle Größen und - wie auch U_{ab} - penetrabilitätsabhängig sind. Will man die Penetrabilitätsabhängigkeiten berücksichtigen, so ist eine Normierung dieser Größen auf die Penetrabilitäten sinnvoll, d.h.

$$g_a g_b \sim (P_a P_b)^{1/2} \gamma_a \gamma_b$$

$$U_{ab} \sim (P_a P_b)^{1/2} C_{ab}$$

Ist man an " final - state " Effekten interessiert, so läßt sich ansetzen

$$\frac{g_a g_b}{U_{ab}} \sim A e^{i\phi}$$

Sind nun g_a , g_b und U_{ab} reell, so muß $\phi = 0^\circ$ oder 180° gelten. $\phi \neq 0$ erhält man, wenn U_{ab} , g_a oder g_b komplex sind.

Zur Reproduktion der experimentellen Daten wurde nun angesetzt:

$$I_{ab} = I_{ab}^{\text{Background}} \left(1 + i \frac{A e^{i\phi}}{E - E_r(E) + (i/2)\Gamma} \right) \quad \begin{matrix} l_b = 1 \\ j_b = \begin{cases} 1 \\ 3 \end{cases} \end{matrix}$$

Der Resonanzterm verstärkt das Übergangsmatrixelement $I_{ab}^{\text{Background}}$, das im Ausgangskanal die Quantenzahlen der Einteilchenresonanz hat. Dieser Ausgangskanal kann nun durch die zwei verschiedenen Eingangskanäle mit $l_a=1$ und $l_a=3$ bevölkert werden (siehe Abschnitt V.2). Ergibt nun die Anpassung an die experimentellen Daten gleiche Parameter A und ϕ für die verschiedenen Eingangskanäle, so ergibt sich die Isospinwechselwirkung als Ausgangs-

kanalphänomen. Die (d,p) Reaktion hat bereits stattgefunden, der Protonenausgangskanal wird resonant verstärkt.

Die Abbildungen 12 bis 15 zeigen die Ergebnisse für die Targetkerne ^{88}Sr , ^{90}Zr , ^{92}Mo und ^{91}Zr .

Die gestrichelten Kurven geben die " nicht - resonante " (d,p) Reaktion wieder, wie sie mit einer " Standard " - DWBA Rechnung erhalten wird. Die Pfeile markieren die Lage der Schwelle für die isobarisch analoge (d,n_>) Reaktion. Die durchgezogenen Kurven sind die durch Mitnahme des Resonanzterms mit einer resonanten p_{3/2} Welle im Ausgangskanal modifizierten DWBA Rechnungen. Die Bestimmung der Parameter A und ϕ erfolgte allein durch Anpassung an die experimentellen Datenpunkte der Anregungsfunktion des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\sigma(\theta)$ bei $\theta = 160^\circ$. Die Anomaliestruktur wird dann auch bei den anderen Streuwinkeln richtig wiedergegeben. Gleichzeitig erhält man eine recht gute Reproduktion der Vektoranalysierstärke $A_y(\theta)$. Die gerechneten Vektoranalysierstärken zeigen bei $\theta = 140^\circ$ lediglich den phasenrichtigen Verlauf um die " Backgroundlinie " und reproduzieren nicht mehr die absoluten Größen. Dies liegt, wie in Abschnitt VI.1 ausgeführt, in der Beschreibung der direkten (d,p) Reaktion durch die DWBA begründet.

Der Anomalieeffekt im Wirkungsquerschnitt ist nur bei großen Streuwinkeln deutlich (1). Dies zeigen Messungen und Rechnungen. Deshalb wurde auf eine Darstellung der Vorwärtswinkel verzichtet.

Die gute Reproduktion des experimentellen Befundes rechtfertigt

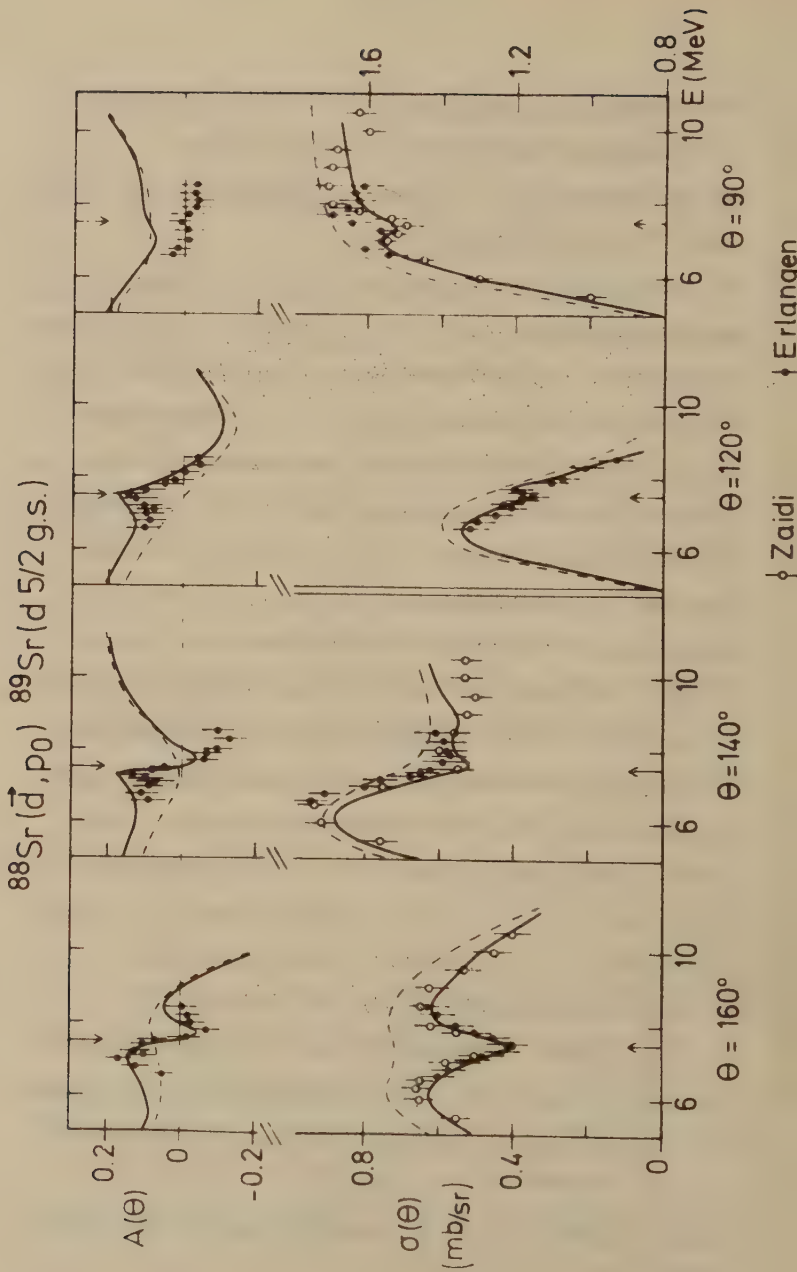


Abbildung 12: Die Anomalie bei der $^{88}\text{Sr}(\vec{d}, p_0) \ ^{89}\text{Sr}(5/2^+ \text{ g.s.})$ Reaktion

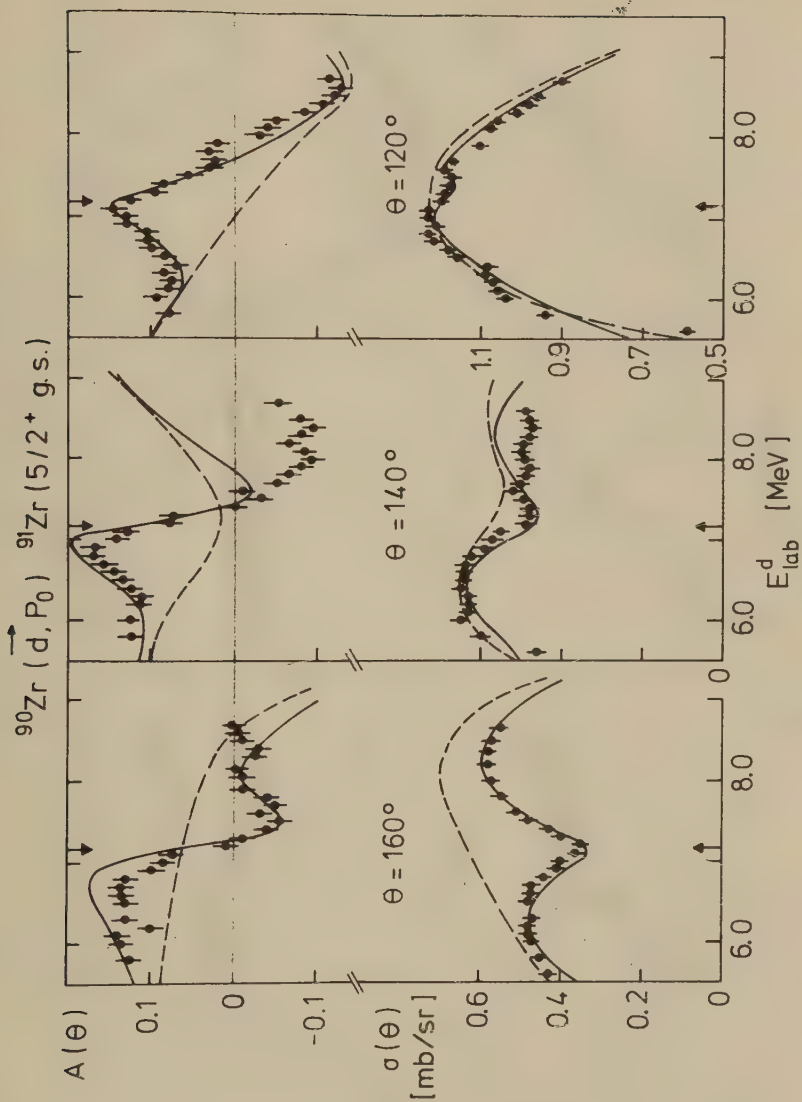


Abbildung 13: Die Anomalie bei der $^{90}\text{Zr}(d, p_0)^{91}\text{Zr}(5/2^+ \text{ g.s.})$
Reaktion

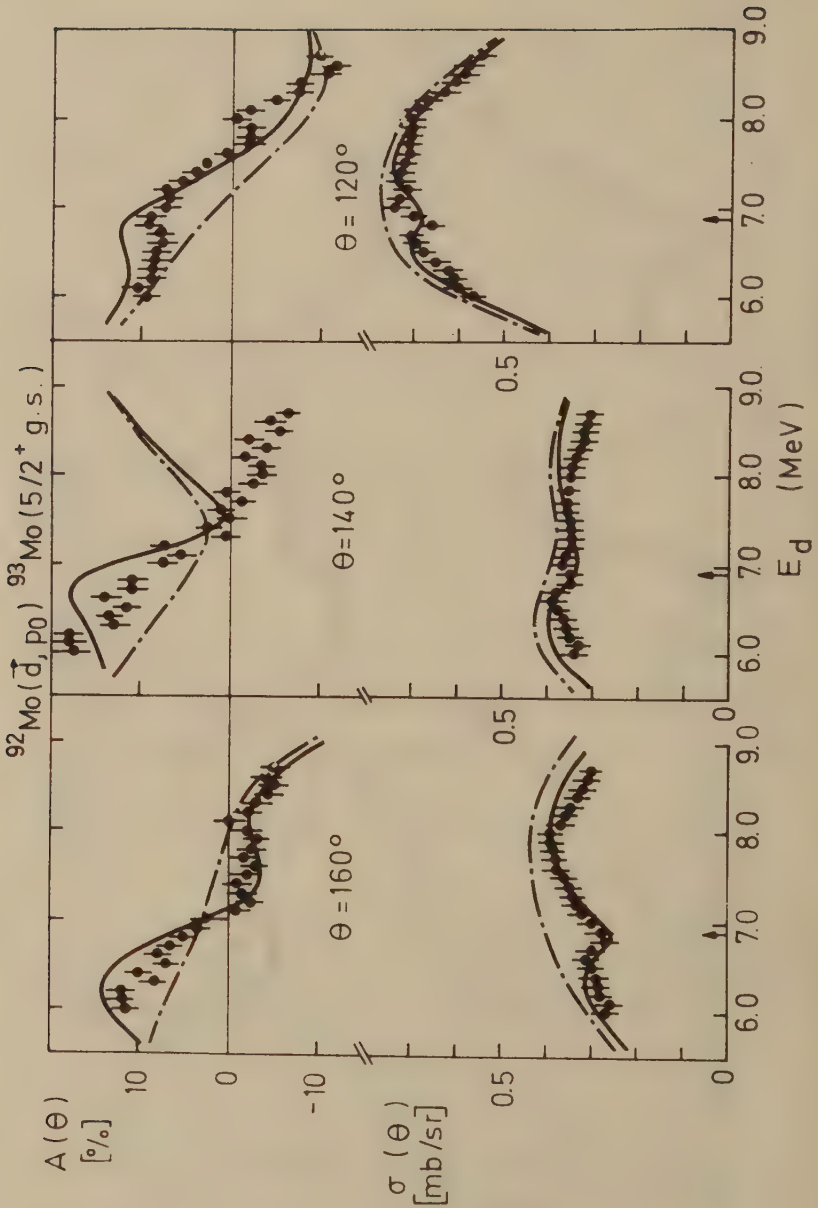


Abbildung 14: Die Anomalie bei der $^{92}\text{Mo}(\vec{d}, p_0) ^{93}\text{Mo}(5/2^+ \text{ g.s.})$
 Reaktion

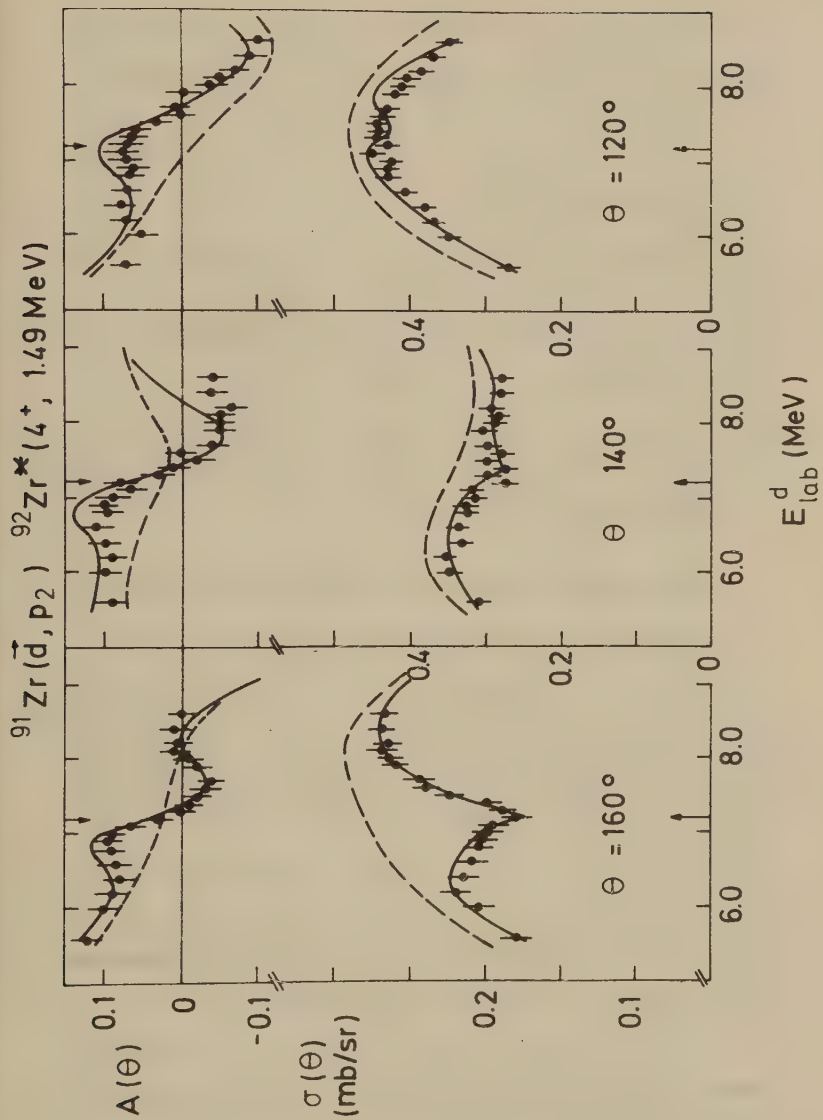


Abbildung 15: Die Anomalie bei der $^{91}\text{Zr}(d, p_2)^{92}\text{Zr}^*(4^+; 1.49 \text{ MeV})$ Reaktion

die Annahme nur einer resonanten $p_{3/2}$ Welle im Ausgangskanal. Dieses Ergebnis ist konsistent mit Rechnungen der Neutronenstärkefunktion für p - Wellen von Fiedeldey und Frahn (35). Die Mitnahme einer $p_{1/2}$ Welle verschlechterte die Reproduktion der experimentellen Daten.

Die mit großem Rechenzeitaufwand erfolgte Anpassung der Parameter A und ϕ ergab gleiche Werte für die verschiedenen l_a - Werte im Eingangskanal. Eine Beschreibung der Experimente mit verschiedenen Parametern A und ϕ war nicht möglich. Diese Tatsache bestätigt voll das verwendete Reaktionsbild, daß die Schwellenanomalie durch eine Isospinwechselwirkung im Ausgangskanal hervorgerufen wird.

2.2) Die Massenabhängigkeit des Anomalieeffekts durch eine reduzierte Beschreibung bei mehreren Kernen.

Die Anomalie wurde systematisch bei mehreren Targetkernen untersucht. Die Art der Darstellung gestattet es, eine reduzierte Beschreibung abzulesen. Dies erreicht man, indem man den Resonanzterm

$$R = i \frac{A e^{i\phi}}{D(E)}$$

jeweils bei seinem Maximalwert, d.h. bei $E = E^{\text{thr}}$, betrachtet. Stellt man diese Größe R als komplexe Zahl dar

$$R = |R| e^{i\varphi}$$

so lassen sich die untersuchten Kerne systematisch einordnen. Dies ist in Tabelle 2 gezeigt.

Targetkern	E^{thr} (MeV)	Resonanzterm	
		R	φ
^{88}Sr	7.5	1.2 ± 0.1	0.8 ± 0.2
^{90}Zr	7.2	1.16 ± 0.1	0.65 ± 0.2
^{92}Mo	7.0	0.98 ± 0.1	0.5 ± 0.2
^{91}Zr	7.4	0.86 ± 0.1	0.85 ± 0.2

Tabelle 2: Reduzierte Beschreibung des Anomalieeffekts

Während die Phase φ in erster Näherung im Rahmen des Fehlers konstant bleibt ($\pm 10^\circ$), läßt sich eine schwache Abnahme der Stärke |R| mit wachsendem N und Z beobachten.

Vergleicht man diesen Effekt mit den experimentellen Daten (Abbildungen 12 bis 15), erscheint der Anomalieeffekt bei ^{92}Mo kleiner als bei ^{91}Zr . Dies liegt in einer Q - Wert - Abhängigkeit begründet, wie von Lane gezeigt (14). Die Position des großen Diffraktionspeaks in der Anregungsfunktion der direkten (d,p) Reaktion ist abhängig vom Q - Wert der Reaktion. Da man bei der Schwellenanomalie eine Überlagerung der Resonanzstruktur mit dem Background beobachtet, ist somit auch der experimentelle Anomalieeffekt Q - Wert abhängig.

Für die verwendeten Targetkerne sind die Q - Werte der entsprechenden (d,p) Reaktionen

^{88}Sr : 4.17 MeV, ^{90}Zr : 4.98 MeV, ^{92}Mo : 5.83 MeV, ^{91}Zr : 4.93 MeV.

Da nun ^{92}Mo den größten Q - Wert und die kleinste Schwellenenergie hat, sind die experimentell beobachteten kleinen Struk-

turen zu verstehen.

2.3) Ein "j - Effekt" in der Vektoranalysierstärke.

Die bisherigen Rechnungen wurden alle unter der Annahme einer resonanten $p_{3/2}$ Welle im Ausgangskanal durchgeführt. Versucht man nun die Anomalie allein mit einer resonanten $p_{1/2}$ Welle zu beschreiben, so lassen sich die Strukturen im differentiellen Wirkungsquerschnitt ebenfalls reproduzieren. Die gerechneten Anregungsfunktionen der Vektoranalysierstärke $A_y(\theta)$ zeigen dann jedoch einen den experimentellen Datenpunkten genau konträren Verlauf.

Die Abbildung 16 zeigt dies am Beispiel der $(\vec{d}, p_0)$ Reaktion an dem Targetkern ^{88}Sr bei $\theta = 120^\circ$.

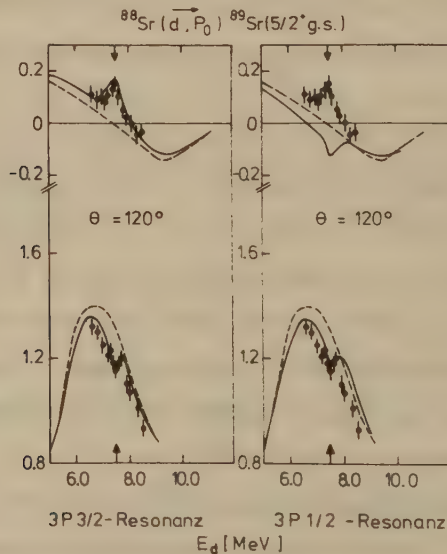


Abbildung 16: "j - Effekt" in der Vektoranalysierstärke $A_y(\theta)$ bei Rechnung mit einer $p_{1/2}$ Resonanz.

Im linken Teil der Abbildung ist zum Vergleich die Rechnung mit einer $p_{3/2}$ Resonanz gezeigt. Die durchgezogenen Kurven im rechten Teil sind Rechnungen mit einer resonanten $p_{1/2}$ Welle im Ausgangskanal. Die Anpassung der Parameter A und ϕ erfolgte wiederum nur an die Anregungsfunktion des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\sigma(\theta)$ bei $\theta = 160^\circ$. Um den Verlauf der experimentellen Datenpunkte reproduzieren zu können, muß der Parameter A gegenüber den Rechnungen mit einer $p_{3/2}$ Resonanz um einen Faktor 5 vergrößert werden. Dann zeigt jedoch die berechnete Anregungsfunktion der Vektoranalysierstärke $A_y(\theta)$ einen den Messungen genau entgegengesetzten Verlauf, also einen deutlichen "j - Effekt".

Ein j - Effekt war immer nur in den Winkelverteilungen der Vektoranalysierstärke $A_y(\theta)$ bei Transferreaktionen mit verschiedenem Gesamtdrehimpulstransfer $j = 1 \pm 1/2$ diskutiert worden (36,37). Es ist jedoch einleuchtend, daß ein j - Effekt auch in den Energieanregungsfunktionen der Vektoranalysierstärken auftritt, wenn resonante Partialwellen im Ausgangskanal mit verschiedenem Gesamtdrehimpuls $j = 1 \pm 1/2$ mit der direkten Transferamplitude interferieren.

2.4) Die Spinaufspaltung der 3P - Einteilchenstärke.

Infolge der Spin - Bahn - Wechselwirkung im Kernpotential ist die 3P - Einteilchenresonanz in zwei Unterresonanzen mit $j = 3/2$ und $j = 1/2$ aufgespalten. Dies erreicht man durch die Einführung eines (l.s) - Terms im optischen Potential, wie die Rechnungen der Neutronenstärkefunktion für p- Wellen von Fiedel-

dey und Frahn (35) zeigen.

Nach diesen Rechnungen ergibt sich für die Lage der $3p_{3/2}$ Resonanz an der Schwelle die Massengegend um $A = 90$ und für die Lage der $3p_{1/2}$ Resonanz an der Schwelle die Massengegend um $A = 110$.

Deshalb ist es höchst interessant, an Kernen in der Massengegend um $A = 110$ die Schwellenanomalie mit polarisierten Deuteronen zu untersuchen, um eventuell einen j - Effekt in der Vektoranalysierstärke experimentell nachzuweisen.

Dazu wurden Vorexperimente mit der Gruppe um Dr. C. Hategan am Institute for Atomic Physics in Bukarest/Rumänien mit unpolarisierten Deuteronen ausgeführt.

In Erlangen wurde dann die Reaktion



mit vektorpolarisierten Deuteronen untersucht (siehe Abschnitt IV

Die Abbildung 17 zeigt die Anregungsfunktionen des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\sigma(\theta)$ und der Vektoranalysierstärke $A_y(\theta)$ für diese Reaktion bei den Streuwinkeln $\theta = 160^\circ$ und $\theta = 120^\circ$.

Die Datenpunkte des differentiellen Wirkungsquerschnitts zeigen bei beiden Streuwinkeln einen schwachen Anomalieeffekt, während bei den Vektoranalysierstärken keine prominenten Strukturen zu beobachten sind.

Die gestrichelten Kurven sind " Standard " DWBA Rechnungen; die Lage der isobarisch analogen (d,n_{γ}) Schwelle ist durch die Pfeile markiert. Die durchgezogenen Linien sind mit einem

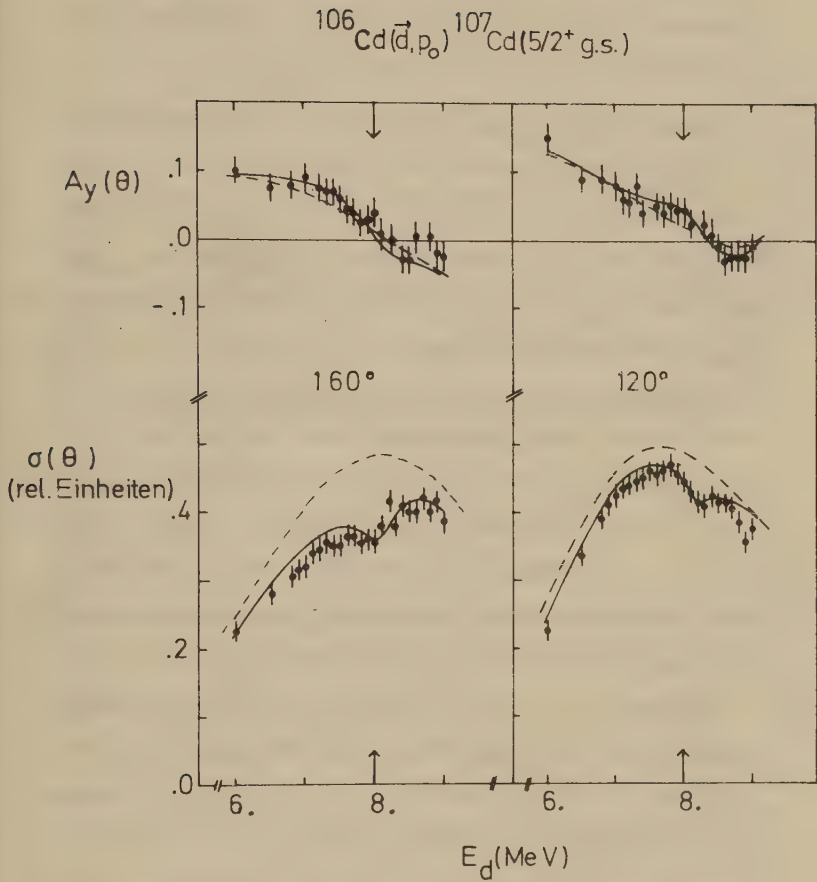


Abbildung 17: Die Anomalie bei der $^{106}\text{Cd}(\vec{d}, p_0) ^{107}\text{Cd}(5/2^+ \text{ g.s.})$
Reaktion

Resonanzterm modifizierte DWBA Rechnungen. Die Anpassung der Parameter A und ϕ erfolgte wiederum nur an die Anregungsfunktion des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\sigma(\theta)$ bei $\theta = 160^\circ$.

Die Anomaliestrukturen im differentiellen Wirkungsquerschnitt lassen sich sowohl mit einer $p_{3/2}$ Resonanz, als auch mit einer $p_{1/2}$ Resonanz im Ausgangskanal wiedergeben. In beiden Fällen wird dann jedoch der Verlauf der Vektoranalysierstärke falsch beschrieben. Dies ist in Abbildung 18 dargestellt. Hier ist eine Gegenüberstellung von Rechnungen mit einer $p_{3/2}$ Resonanz (linke Hälfte) und mit einer $p_{1/2}$ Resonanz (rechte Hälfte) gezeigt. Der Übersichtlichkeit halber wurde auf die Darstellung der experimentellen Datenpunkte verzichtet. Ganz deutlich ist auch wieder ein j - Effekt in den Vektoranalysierstärken zu sehen.

Erst durch die Mitnahme beider resonanter Partialwellen im Ausgangskanal läßt sich eine befriedigende Beschreibung auch der Anregungsfunktionen der Vektoranalysierstärke $A_y(\theta)$ erzielen (Abbildung 17). So läßt sich auch die relativ schwache, bzw. verschwindende Anomaliestruktur in der Vektoranalysierstärke verstehen. Das konträre Verhalten von $p_{3/2}$ - und $p_{1/2}$ Resonanz sorgt für einen verschwindenden Effekt.

Aus den Rechnungen läßt sich ein Anteil von $70\% \pm 10\%$ $p_{1/2}$ Resonanz und $30\% \pm 10\%$ $p_{3/2}$ Resonanz extrahieren.

Eine weitere Abnahme der Stärke der Anomalie in einer reduzierten Beschreibung (Abschnitt VI.2.2) ist zu vermerken.

$$|R|_{3/2} = 0.098 \pm 0.1, \quad \varphi_{3/2} = 0.8 \pm 0.2$$

$$|R|_{1/2} = 0.23 \pm 0.1, \quad \varphi_{1/2} = -0.8 \pm 0.2$$

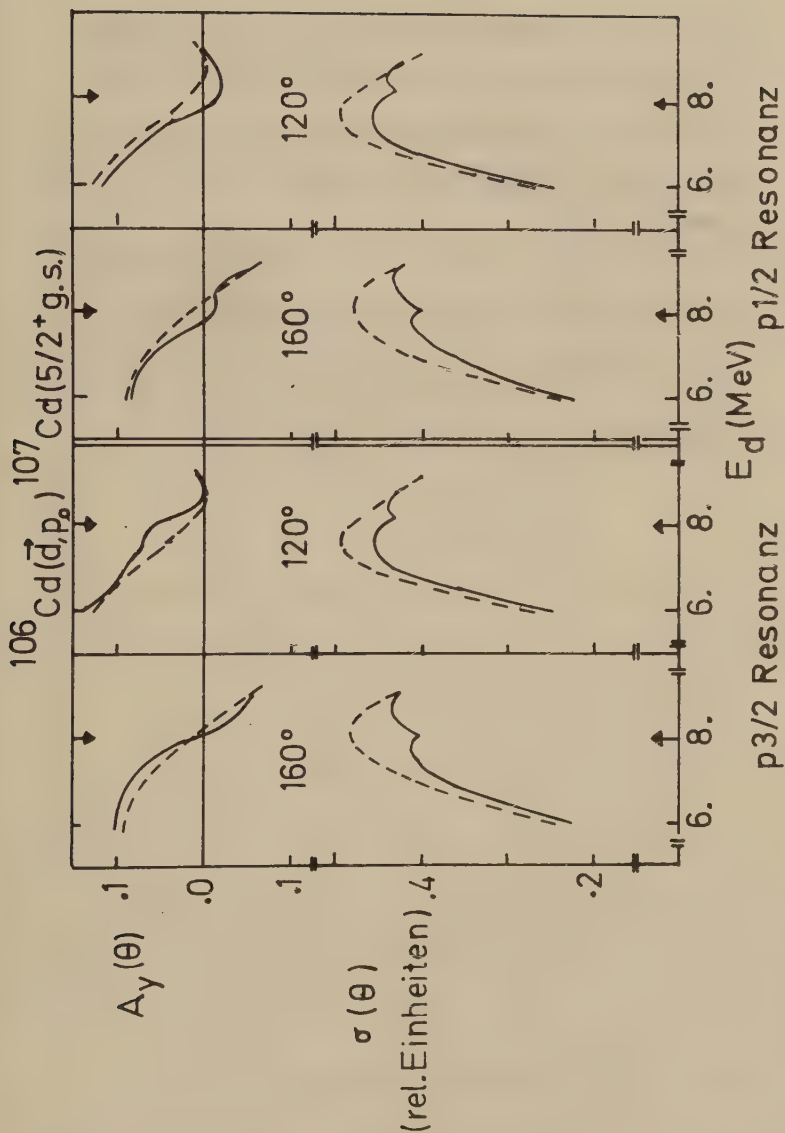


Abbildung 18: Gegenüberstellung von Rechnungen der Schwellenanomalie bei der $^{106}\text{Cd}(\vec{d},p_0)^{107}\text{Cd}(5/2^+ \text{ g.s.})$ Reaktion mit einer p3/2 Resonanz und einer p1/2 Resonanz allein.

Die Konsistenz dieser Beschreibung der Isospin - Schwellen-anomalie mit der Beschreibung anderer Schwellen - oder Resonanzphänomene (inelastische Streuung, Hamburger - Effekt) gibt eine gute Bestätigung für die Richtigkeit des verwendeten Reaktionsmodells.

Eine noch bessere quantitative Übereinstimmung (besonders in den Anregungsfunktionen der Vektoranalysierstärke $A_y(\theta)$) ist wohl nur durch eine Verbesserung der Backgroundbeschreibung, d.h. in der Beschreibung der direkten (d,p) Reaktion, zu erzielen.

VII.) LITERATURVERZEICHNIS

- (1) A. M. Lane, Phys. Lett. 33B, 274 (1970)
- (2) P. D. Kunz, " The DWBA - code DWUCK ", unveröffentlicht
- (3) C. F. Moore, C. E. Watson, S. A. A. Zaidi, J. J. Kent,
J. G. Kulleck,
Phys. Rev. Lett. 17, 926 (1966)
- (4) R. A. Hinrichs, G. W. Phillips, J. G. Cramer, H. Wieman,
Phys. Rev. C2, 1366 (1971)
- (5) E. W. Hamburger, Phys. Rev. Lett. 19, 36 (1967)
- (6) D. Robson, Phys. Rev. 137, B 535 (1965)
- (7) E. P. Wigner, Phys. Rev. 73, 1002 (1948)
- (8) J. Zimanyi, B. Gyarmati, Phys. Lett. 27B, 186 (1968)
- (9) S. A. A. Zaidi, P. von Brentano, Phys. Lett. 23, 466 (1966)
- (10) J. Zimanyi, J. P. Bondorf, Nucl. Phys. A146, 81 (1970)
- (11) T. Tamura, C. E. Watson, Phys. Lett. 25B, 186 (1967)
- (12) R. Coker, T. Tamura, Phys. Rev. 182, 1277 (1969)
- (13) G. Graw, C. Hategan, Phys. Lett. 35B, 541 (1971)
- (14) A. M. Lane, " Current Topics of Prime Interest in Nuclear
Physics ", Preprint, ANU - P/950 (Australien), 23 (1974)
- (15) A. M. Lane, Phys. Rev. Lett. 8, 171 (1962)
- (16) A. M. Lane, Nucl. Phys. 35, 676 (1962)
- (17) A. E. S. Green, T. Sawada, D. S. Saxon,
" The Nuclear independent Particle Model ", Acad. press.
New York 1968
- (18) J. Zimanyi, private Mitteilung

- (19) G. Graw, C. Hategan, Phys. Lett. 37B, 41 (1971)
- (20) C. Hategan, Phys. Lett. 46B, 23 (1973)
- (21) W. Stach, Diplomarbeit, Erlangen 1973
- (22) G. Graw, W. Stach, G. Gaul, C. Hategan,
Phys. Rev. Lett. 30, 989 (1973)
- (23) G. Clausnitzer, W. Dürr, R. Fleischmann, G. Graw, W. Hammon,
G. Hartmann, W. Kretschmer, H. Nahr, A. Neufert, E. Salzborn,
H. Wilsch, J. Witte,
Nucl. Instr. Meth. 80, 247 (1970)
- (24) J. H. Feist, B. Granz, G. Graw, H. Löh, H. Schultz, H. Treibe
Proc. 4th Int. Symp. on Pol. Phen. in Nucl. Reactions,
Zürich 1975, D 15
- (25) H. H. Cuno, G. Clausnitzer, R. Fleischmann,
Nucl. Phys. A139, 657 (1969)
- (26) G. Heil, Diplomarbeit, Erlangen 1971
- (27) G. R. Satchler, Nucl. Phys. 55, 1 (1964)
- (28) H. J. Martin, Jr., M. B. Sampson, R. L. Preston,
Phys. Rev. 125, 942 (1962)
- (29) L. D. Knutson, W. Haeberli, Phys. Rev. Lett. 30, 986 (1973)
- (30) A. M. Lane, R. G. Thomas, Rev. Mod. Phys. 30, 257 (1958)
- (31) J. Zimanyi, B. Gyarmati, Phys. Lett. 41B, 571 (1972)
- (32) W. Haeberli, " Polarization Phenomena in Nuclear Reactions ",
Proc. 3th Symp. , Herausgeber H. H. Barschall und W. Haeberli
Madison 1970, S. 235 f.
- (33) W. Haeberli, " Polarization Nuclear Physics ", Proc. of
Meeting in Ebermannstadt, Herausgeber D. Fick, Springer -
Verlag Heidelberg, Heidelberg 1974, S. 229 f.

- (34) H. Clement, Dissertation, Erlangen 1974
- (35) H. Fiedeldey, W. E. Frahn, Ann. Phys. 19, 428 (1962)
- (36) T. J. Yule, W. Haeberli, Phys. Rev. Lett. 19, 756 (1967)
- (37) D. C. Kocher, W. Haeberli, Nucl. Phys. A196, 225 (1972)

Mein Dank gilt:

Herrn Prof. Dr. E. Finckh für die Möglichkeit, diese Arbeit an seinem Institut durchführen zu können.

Insbesondere Herrn Priv. Doz. Dr. G. Graw für die Anregung dieser Arbeit, sein reges Interesse an ihrem Fortgang, die vielen nützlichen Diskussionen und hilfreichen Ratschläge.

Den Herren Dr. W. Kretschmer, Dr. H. Clement, Dr. J. H. Feist und Dipl. Phys. R. Henneck für wertvolle Hinweise, sowie allen Mitgliedern der Polarisierten Gruppe für die kameradschaftliche Unterstützung bei der Durchführung der Experimente.

Dem Rechenzentrum der Universität Erlangen - Nürnberg für die Möglichkeit, die numerischen Analysen an der CDC - 3300 durchführen zu können.

Dem Bundesministerium für Bildung und Wissenschaft für die Gewährung eines Stipendiums nach dem Graduiertenförderungsgesetz und die Finanzierung eines Forschungsaufenthaltes am Institut for Atomic Physics in Bukarest/Rumänien.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Bereitstellung von Sach - und Personalmitteln zur Durchführung dieser Arbeit.

Lebenslauf:

Walter Georg S t a c h

geboren am: 2. Juli 1946 in Bayreuth

Eltern: Oberamtsrat Georg Stach und Ehefrau
Charlotte, geb. Schölzel

Familienstand: ledig

Schulen: 1952 - 1956: Volksschule in Bayreuth
1956 - 1965: Humanistisches Gymnasium
Christian - Ernestinum in Bayreuth

Wehrdienst: 1. 10. 1965 - 30. 9. 1967

Studium: 1967 - 1973: Physikstudium an der
Universität Erlangen - Nürnberg

Prüfungen: 20. 7. 1965: Abitur
27. 2. 1970: Diplom - Vorprüfung
20. 2. 1973: Diplom - Hauptprüfung

Stellungen: 1. 5. 1973 - 30. 4. 1975: Stipendium
nach dem Graduiertenförderungsgesetz
und Wiss. Hilfskraft
seit 1. 5. 1975: Wiss. Angestellter
am Physikalischen Institut der Universität
Erlangen - Nürnberg

